Über den Einfluß einer plastischen Verformung auf die magnetische Bereichstruktur von Nickeleinkristallen

Inaugural Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Ludwig-Maximilians-Universität
zu
München

vorgelegt von
Holm Frey aus Riga
München September 1968

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546010_0063

Über den Einfluß einer plastischen Verformung auf die magnetische Bereichstruktur von Nickeleinkristallen

Inaugural Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Ludwig-Maximilians-Universität
zu
München

vorgelegt von
Holm Frey aus Riga
München September 1968

1. Berichterstatter: Prof. Dr. W. Rollwagen
2. Berichterstatter: Prof. Dr. R. Sizmann
Tag der mündlichen Prüfung: 11.12. 1968

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung - Allgemeiner Teil	S. 1
1.1 Phasentheorie	S. 2
1.2 Mikromagnetismus	S. 3
1.3 Bereichstheorie	S. 4
1.4 Zielsetzung	S. 7
2. Spezieller Teil - Experimente	S. 9
2.1 Präparation der Proben	S. 9
2.2 Idealisierung	S. 10
3. Der ‹110›- Kristall	S. 12
3.1 Der unverformte Kristall	S. 12
3.2 d - (H_i) - Kurven	S. 13
3.3 Hysteresekurven	S. 14
3.5 Keilförmige Bereiche	S. 18
3.6 Die induzierte Anisotropie	S. 18
3.7 Deutung der Bereichsstrukturen	S. 22
4. Der ‹110›- Kristall, dessen Stabachse um 18° gegen ‹111› gedreht ist	S. 26
4.1 unverformt	S. 26
4.2 verformt	S. 28
4.3 Deutung und Struktur	S. 29
5. Der ‹111›- Kristall	S. 34
5.1 Unverformt	S. 34
5.2 Verformt	S. 35
5.3 Deutung der Strukturen	S. 36

6. Der ‹001›- Kristall S. 39

6.1 Unverformt S. 39
6.2 Verformt S. 40

7. Anwendung der Ergebnisse auf die Koerzitivkraft und Suszeptibilitätstheorie S. 44

7.1 Koerzitivkraft S. 44
7.2 Anfangssuszeptibilität S. 49

8. Zusammenfassung S. 51

Literaturverzeichnis S. 53

Anhang S. 55

Bildteil

1. Einleitung - Allgemeiner Teil

Das Phänomen Ferromagnetismus wirft zwei grundsätzliche Fragenkomplexe auf:
1. Warum gibt es spontane Magnetisierung, warum sind gerade Eisen, Nickel und Kobalt magnetisch, woher rühren Kristallenergie, Magnetostriktion und Austauschenergie, wodurch ist die Curietemperatur bestimmt?
2. Wenn man nun davon ausgeht, daß spontane Magnetisierung, Kristallenergie und Magnetostriktion gegeben und aus dem Experiment ihre Größe und ihre Änderung mit der Temperatur bekannt sind, so kann man des weiteren fragen: Warum stellt sich unter bestimmten äußeren Bedingungen gerade diese oder jene Magnetisierung ein? Mit dieser Frage wollen wir uns befassen.

Erste Deutungsversuche stammen von HELMHOLTZ, RAYLEIGH und EVING. Einen wesentlichen Beitrag zur Erweiterung des Verständnisses leistete Pierre WEISS mit seinem Postulat der magnetischen Domänen. In dem entsprechenden Modell wird der pauschal unmagnetische Zustand dadurch erreicht, daß sich der ferromagnetische Körper in einzelne Bezirke aufteilt, die jeweils bis zur Sättigung magnetisiert und durch sog. Wände voneinander getrennt sind. Dabei liegt die Magnetisierung in den einzelnen Bezirken in einer der magnetischen Vorzugsrichtungen - - bei Eisen parallel zu den ⟨100⟩- Richtungen, bei Nickel parallel zu den ⟨111⟩- Richtungen und bei Kobalt parallel zur c - Achse.

Über diese qualitativen Vorstellungen hinausgehend wurden in der letzten Zeit zwei Theorien zur quantitativen Beschreibung der Magnetisierungskurve entwickelt, nämlich die Phasentheorie von NEEL [1] , STEWART und LAWTON [2]

und die Theorie des Mikromagnetismus von BROWN [3] et. al. Bindeglied zwischen den atomaren Eigenschaften eines Ferromagnetikums und der technischen Magnetisierungskurve bilden die Bereiche. Sie sind Objekte der Bereichstheorie.

1.1 Phasentheorie

Die Phasentheorie knüpft an die Vorstellung von WEISS an. Das Ferromagnetikum ist in einzelne Bezirke aufgeteilt, die so angeordnet sind, daß sich der Kristall im Energieminimum befindet. Alle Bezirke mit gleicher Magnetisierungsrichtung bilden jeweils eine sog. "Phase". Der Zustand des Kristalls ist in diesem Modell durch die Magnetisierungsrichtungen und Volumina der einzelnen Phasen bestimmt. In der Phasentheorie sollen die Änderungen der Volumina und die Drehung der Magnetisierung infolge der Änderung des äußeren Feldes beschrieben werden. Man legt der Berechnung ein bestimmtes, meist durch das Experiment vorgegebenes Modell der Bereichsstruktur zugrunde und sucht den Gleichgewichtszustand. Alle Überlegungen gelten nur für isotherme Prozesse. Die Resultate, welche die Phasentheorie liefert, können immer nur relative Minima der Energie sein, da die Theorie nicht von allgemeinen Prinzipien, sondern jeweils von einem festen, vorgegebenen Modell ausgeht. Dabei werden aber die in Wirklichkeit nicht erfüllten Voraussetzungen gemacht, daß alle Vorgänge reversibel sind, daß bei Wandbewegung keine Koerzitivkräfte überwunden werden müssen und daß die Magnetisierung in jeder Phase nur diskrete Richtungen einnehmen kann. Alle Erscheinungen der Hysterese sind ausgeklammert. In der Phasentheorie ergeben sich Lösungen durch Minimalisierung der freien Enthalpie des Kristalls bezüglich der Phasenvolumina und der Magnetisierungsrichtungen.

1.2 Mikromagnetismus

Die Gleichungen des Mikromagnetismus beschreiben eine Kontinuumstheorie, die zwar nicht für atomare Bereiche formuliert ist, jedoch ihre Gültigkeit behält, wenn die Variation der Magnetisierungsrichtung über Strecken von der Größenordnung der Gitterkonstante gering ist. In der Theorie des Mikromagnetismus sind auch inhomogene Magnetisierungsverteilungen zugelassen. Dies hat zur Folge, daß außer Oberflächenpolen auch noch Volumendivergenzen der spontanen Magnetisierung auftreten können. Das Wechselspiel zwischen Austausch- und den verschiedenen anderen Energien, z.B. Kristallenergie, Streufeldenergie ist das entscheidende Kriterium.

Die gesamte freie Enthalpie ergibt sich nicht mehr durch Summierung über die Phasenvolumina, sondern durch Integration über den gesamten Körper. Jetzt kann man auch lokale oder inhomogene Spannungen berücksichtigen. Das Variationsproblem führt auf ein System nichtlinearer Integro-Differentialgleichungen, die im allgemeinen nicht lösbar sind. Bei vielen Problemen ist jedoch eine Linearisierung (Brownsche Näherung) möglich. Das bedeutet physikalisch, daß man mit fast homogener Magnetisierungsverteilung rechnet. Für spezielle Randwerte lassen sich Lösungen angeben; dazu gehört auch die für diese Arbeit wichtige Energiefunktion bei Wechselwirkung einer Stufenversetzung mit der Magnetisierung (KRONMÜLLER [4]).

Beide Theorien sind jedoch nicht in der Lage, die Aufteilung der Magnetisierung in einem realen Kristall genau zu beschreiben. In der Phasentheorie ist das Modell der Bereichsstruktur hineingegeben, sodaß keine Vorhersage möglich ist. In der mikromagnetischen Theorie dagegen

bereitet die Berücksichtigung aller speziellen Randbedingungen unüberwindliche mathematische Schwierigkeiten.

1.3 Bereichstheorie

Während die Phasentheorie mehr pauschale Aussagen liefert, z.B. die Verteilung der Magnetisierung auf die Phasen, versucht die Bereichstheorie die spezielle Aufteilung in einzelne Bereiche zu finden. Hierzu ist insbesondere das Studium der Abschlußbezirke nötig. Man geht von der experimentell beobachteten Oberflächenbereichsstruktur aus, die man mit Hilfe der Bittertechnik, der Kerrtechnik oder mit elektronenoptischen und röntgenographischen Methoden ermittelt hat. Mißt man außerdem noch Volumeneffekte wie Magnetostriktion, Magnetisierung und Suszeptibilität, so kann man auf die Verteilung der Magnetisierungsphasen im Innern der Probe schliessen. Aus dem Energieprinzip folgt, daß sich diejenige Struktur einstellt, die mit der geringsten Energie verbunden ist, vorausgesetzt freilich, daß auftretende Energieschwellen überwunden werden. Die Energien sind pauschal und lokal über die Probe etwa gleich verteilt und werden ihrer Größe nach abgebaut. Je nach Art und Größe dieser Energien ergeben sich für jedes Material bestimmte Forderungen (siehe HUBERT [5]), die eine Bereichsstruktur erfüllen muß, um realisiert werden zu können; genauer: Besonders große Energieterme werden möglichst vermieden.

Bei kompaktem Nickel, das wir in der Hauptsache betrachten werden, treten folgende Energien auf:

1. die Austauschenergie (Sie tritt im Rahmen der Bereichstheorie nur bei der Wandenergie auf).
2. die Kristallenergie (Sie macht die ⟨111⟩- Richtungen

zu den energetisch günstigsten, die bei verschwindendem inneren Feld immer eingenommen werden und ist stark temperaturabhängig).

3. die Wandenergie (Die Wände ergeben sich aus dem Wechselspiel von Austausch- und Kristallenergie und können bei theoretischen Überlegungen als mathematische Trennflächen angesehen werden).
4. die Streufeldenergie (Sie ist relativ groß und bestimmt wesentlich die Bereichsstruktur. Streufelder mit großer Reichweite werden vermieden. Über kurze Strecken können dagegen sehr starke Streufelder auftreten, z.B. in der Form von geladenen Wänden, wobei Kristallenergie vermieden wird. Dies tritt in der Regel nur in den Abschlußbezirken auf, um Ladungen an den Oberflächen über ein möglichst großes Volumen zu verschmieren).
5. Magnetostriktionsenergie (Bereiche mit Magnetostriktionsenergie treten nur dann auf, wenn dabei andere Energie eingespart wird. In den Grundbereichen wird sie also möglichst vermieden, in Abschlußstrukturen dagegen tritt sie häufiger auf, da sich sonst andere Forderungen nicht erfüllen lassen. Als Ausnahme kommen allerdings - etwa beim ⟨001⟩- Kristall - auch zyklische Strukturen vor, die wohl aus Symmetriegründen magnetostriktive Energie besitzen).
6. Spannungsenergie (Sie kann aus äußeren elastischen Spannungsfeldern oder aus inneren Spannungen stammen, die durch inhomogene plastische Verformung entstanden sind. Zusammen mit der Kristallenergie bestimmt sie die leichten Richtungen. Sie ist im Gegensatz zur Kristallenergie nur schwach temperaturabhängig).

Da alle Bereichsbeobachtungen an kompaktem Material nur Aufschlüsse über die Magnetisierungsverteilung an der

Oberfläche (Kerrtechnik) oder die dort vorhandenen Streufelder (Bittertechnik, Elektronenoptik) geben, lassen sich aus ihnen allein nur wenige Aussagen gewinnen. Aber schon die Kenntnis der Größenordnungen der einzelnen Energieterme, der leichten Richtungen und der erlaubten Wände gestattet weitgehende Schlüsse über die Struktur im Innern des Kristalls. Man kann wohl immer voraussetzen, daß die an der Oberfläche beobachtete Periodizität und Symmetrie zu ausgezeichneten Richtungen wie Stabachse, leichte Richtungen oder Kristallachsen durch die Grundstruktur vorgegeben ist und durch die Abschlußstrukturen nur noch unterteilt wird. Wichtig ist die Kenntnis der Magnetisierungsrichtungen in einzelnen Oberflächenbereichen. Aus Wandspuren von 180°-Wänden und der Richtung des äußeren Feldes läßt sich sofort die Magnetisierungsrichtung erschließen. Grundsätzlich könnte man sie mit Hilfe der Kerrtechnik bestimmen (siehe Anhang). Voraussetzungen dafür sind genügend starker Kontrast und isotrop reflektierende Probenoberflächen, die mit den heute bekannten Poliermethoden noch nicht erreicht werden. Bittertechnik mit Kratzspuren führt bei Nickel auch zu keinem befriedigendem Ergebnis.

1.4 Zielsetzung

Die magnetische Bereichsstruktur unverformter Nickeleinkristalle wurde in zahlreichen Arbeiten [6 - 11] untersucht und, von theoretischen Ansätzen NEELs [12] ausgehend, gedeutet. Für plastisch verformte Kristalle liegen bisher noch keine ähnlich systematischen Messungen vor. SCHAUER [13] untersuchte einen undefiniert verformten Nickeleinkristall und fand ein von der Temperatur nur wenig abhängiges Spannungsmuster, dessen Deutung wegen der unbekannten und uneinheitlichen Gleitung nicht möglich war. An anderen ferromagnetischen Materialien gibt es einige sorgfältige Beobachtungen, die allerdings Mechanismen beschreiben, wie sie bei Nickel nicht auftreten. So fand GREINER [14] an polykristallinen Drähten aus einer Legierung (50 % Fe, 50 % Ni), bei der noch im elastischen Bereich die Zug- bzw. Druckspannung ausreicht, um die Spannungsenergie groß gegen die Kristallenergie zu machen, daß bei zunehmender Spannung die Magnetisierung und ihre Bereiche der Spannung nicht durch Drehung, sondern durch einen komplizierten Umordnungsprozeß über Durchbiegung von Wänden und Ausbildung von Sekundärstrukturen folgen. TRÄUBLE [15] beobachtete an plastisch verformten Siliziumeiseneinkristallen, daß die 90°-Wandverschiebungen sehr stark gehemmt sind. Beim Durchlaufen der Hystereseschleife wird diese Art der Magnetisierungsänderung, die beim unverformten Kristall für den mittleren Teil der Hystereseschleife verantwortlich war, fast ganz ausgelassen. Nur 180°-Wände besorgen das Ummagnetisieren. HUBERT [16] fand an einem Kobaltkristall, der bis zu 80 % Abgleitungen aufwies, daß die Versetzungen sich in dem Kristall zur Verminderung ihrer elastischen Energie in sog. Versetzungswänden senkrecht zur Gleitrichtung angeordnet haben. Dadurch

entsteht eine periodische Gitterverkippung, der sich die magnetische Bereichsstruktur anpasst.

Bei all diesen Materialien liegen jedoch grundsätzlich andere Mechanismen als bei Nickel vor, so daß diese Ergebnisse nicht einfach übertragen werden können.

Plastische Verformung bei anliegendem magnetischem Feld ergibt bei Nickel die gleichen Verformungskurven wie ohne Feld. Die magnetischen Energien reichen nicht aus, um die Verformung zu beeinflussen (RIEDER[17], PFEIFFER[18]).

Dagegen gibt es eine Reihe von Messungen an stabförmigen Nickeleinkristallen über den Einfluß plastischer Verformung und der Temperatur auf die Koerzitivfeldstärke [19,20], auf die Anfangssuszeptibilität [21], auf die reversible Suszeptibilität entlang der Magnetisierungskurve [22], auf die Magnetostriktion [23, 24] , die Magnetisierung und die Remanenz [25, 26] .

Zur Deutung dieser Ergebnisse müssen Annahmen über die Aufteilung der Magnetisierung in die einzelnen WEISS'schen Bezirke gemacht werden. Ziel dieser Arbeit ist es, in möglichst einfachen und übersichtlichen Fällen die WEISS'schen Bezirke und deren Änderung mit Feld, Temperatur und plastischer Verformung sowohl auf der Hystereseкurve direkt, als auch nach Idealisierung mit Wechselfeld zu betrachten, da nur bei ihrer Kenntnis Theorien über den Magnetismus sauber angefertigt werden können. In der Tat werden sich aufgrund unserer Beobachtungen Korrekturen an bisher bestehenden Theorien ergeben, insbesondere bei denen der Koerzitivkraft und der Suszeptibilität.

2. Spezieller Teil - Experimente

Untersucht werden prismatische Einkristalle der in Abb. 1 angegebenen Form (Länge l = 80 mm, Breite L = 4 mm, Höhe M = 2,5 mm). Als Orientierungen der Stabachse wurde die ⟨110⟩, ⟨001⟩ und ⟨111⟩ und eine zwischen ⟨110⟩ und ⟨111⟩ liegende Richtung gewählt. Beobachtet wurde immer eine $(1\bar{1}0)$ - Oberflache, die zwei der leichten ⟨111⟩ - - Richtungen enthält. Alle Untersuchungen wurden in der geometrischen Mitte der Kristalle durchgeführt, wo Feld und Magnetisierung aus Symmetriegründen weitgehend homogen waren. Die Bereichsstrukturen wurden mit dem magnetooptischen Kerreffekt sichtbar gemacht, der es gestattet, bei allen Temperaturen zu messen (hier von 77° K bis 350° K). Um ein Beschlagen der Proben zu verhindern, arbeiteten wir bei tiefen Temperaturen im Vakuum. Da der Kontrast ausreichte, wurde auf dielektrische Verstärkerschichten [27] verzichtet, die beim plastischen Verformen zerstört würden.

2.1 Präparation der Proben

Die Kristalle werden nach dem BRIDGEMAN-Verfahren in der gewünschten Orientierung gezogen [6], anschließend geschliffen und mit Diamantpaste poliert. Die zerstörte Oberflächenschicht wird elektrolytisch abgetragen. Als günstigster Elektrolyt erwies sich eine Mischung von 144 ml Äthylalkohol 96 %, 10 g Aluminiumchlorid wasserfrei, 45 g Zinkchlorid wasserfrei, 32 ml Wasser, 16 ml n-Butylalkohol. Poliert wird mit einer Stromdichte an der Anode von 0,22 A/cm^2. Dann werden die Kristalle 8 Stunden im Hochvakuum bei 1200° C geglüht. Verformt

wird in einer Zwick-Zugprüfmaschine mit einer konstanten Dehnungsgeschwindigkeit von 0,5 mm/min bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs oder bei Zimmertemperatur.

Wenn die Zahl der Gleitebenenspuren auf der beobachteten Oberfläche so groß geworden ist, daß das durch sie hervorgerufene Streulicht die Kerrbeobachtung nicht mehr zuläßt, werden die Proben vorsichtig mit Diamantpaste erneut plan geschliffen und anschließend elektropoliert, wobei eine Schicht von mindestens 100 µ abgetragen wird. Durch eingehende Untersuchungen wurde sichergestellt, daß diese Behandlung die Bereichsstruktur nicht verändert.

2.2 Wechselfeldidealisierung

Um die von der Theorie berechneten Strukturparameter (Bereichsbreite d) experimentell nachzuprüfen, muß man versuchen, den Gleichgewichtszustand einzustellen. Hierzu sind von uns zwei Methoden verwandt worden:

1. ein axiales Wechselfeld (50 Hz) wird dem anliegenden Gleichfeld überlagert. Die anfangs bis zur Sättigung führende Amplitude wird kontinuierlich bis auf Null heruntergeregelt. Ausführliche Untersuchungen haben gezeigt, daß auf diese Weise sehr gute Reproduzierbarkeit der Bereichsstruktur erzielt werden konnte [28].
2. ein axialer Wechselstrom wird durch den Kristall geschickt und kontinuierlich auf Null geregelt. Das dabei entstehende Zirkularfeld beeinflußt - je nach Drehsinn - die 71°-Wände und führt dadurch ebenfalls zu einer Idealisierung.

Vergleicht man die beiden Idealisierungsmethoden, so stellt sich heraus, daß beim (110)- Kristall die mit Zirkular-

feldidealisierung gemessenen Bereichsbreiten alle über jenen liegen, die mit axialer Wechselfeldidealisierung gemessen wurden (Abb. 2). Bei verschwindendem inneren Feld stellen sich allerdings auch völlig neuartige Bereichsstrukturen ein. Statt der Platten quer zur Stabachse treten jetzt durch 109^{o}-Wände getrennte Längsstreifen auf. Daneben gibt es Gebiete, in denen schachbrettartig die alten Platten durch 180^{o}-Wände aufgeteilt sind. Abb. 3 zeigt die Verteilung der Magnetisierung an der Oberfläche. Um keinen Querfluß zu erhalten, müssen sich die Magnetisierungen im Inneren umkehren.

Aus experimentellen Gründen sind die Bereichsbreiten meist mit der axialen Wechselfeldmethode gemessen worden, da die Ergebnisse so leichter zu reproduzieren waren und da bei Temperaturvariation die Zirkularfeldmethode nur mit Schwierigkeiten anzuwenden ist.

3. Der ⟨110⟩- Kristall

3.1 Der unverformte Kristall

Die magnetische Bereichsstruktur des unverformten ⟨110⟩- Kristalls ist sehr genau untersucht worden [6,7,8,10] . Es liegt eine durch 71°-Wände getrennte Plattenstruktur [28,29] vor (Abb. 4). Die Platten sind in der (1$\bar{1}$0) - Ebene alternierend mit dem Winkel φ = $\pm$ 35° zur ⟨110⟩- Stabachse magnetisiert. Die Scheiben sind unabhängig voneinander magnetostriktiv frei entspannt. Die Periode d der Bereichsbreite wird durch eine komplizierte Abschlußstruktur an den Seitenflächen bestimmt (GRÜTER, SPREEN [29,10]) und nicht durch eine der von NÉEL vorgeschlagenen und dann modifizierten Abschlußbezirke (SPREEN [6]). Sie konnte auch mit Kerreffekt sichtbar gemacht werden (Abb. 5). Von der Sättigung bis zur Remanenz ändert sich die Magnetisierung durch homogene Drehung in den einzelnen Bereichen. Ummagnetisieren erfolgt durch gegenmagnetisierte Keile, die vom Kristallende her durch den Kristall hindurchwachsen und sich durch 180°-Wandverschiebung vergrößern (Abb. 6). Im allgemeinen Fall gehen diese 180°-Wände, die nur eine geringe Energieänderung mit der Orientierung zeigen, nicht senkrecht durch den Kristall hindurch. Nur in wenigen Fällen konnte bei gleichzeitiger Beobachtung an Ober- und Unterseite des Kristalls eine Korrelation zwischen den Spuren der 180°-Wände und damit senkrechtes Durchgehen gefunden werden.

3.2 d - (H_i) - Kurven

Neben der Untersuchung und Deutung des Erscheinungsbildes der Bereichsstruktur auf allen Oberflächen besteht die Aufgabe, eine Größe zu messen, die nach den Vorstellungen der Bereichstheorie berechnet werden kann. Hierzu bietet sich im Falle einer Plattenstruktur die Periode d als Meßgröße an. Parameter sind dabei immer inneres Feld H_i in Achsenrichtung, Gestalt und Abmessung der Probe, Temperatur und Verformung.

Die d - (H_i) - Kurven (Abb. 7) haben einen steilen Abfall für kleine H_i, dann ein flaches Zwischenstück, gefolgt von einem steilen Abfall. Es zeigt sich also eine Stufe und ein gegen hohe Felder immer flacherer Abfall. Die Bereichsbreiten sind unabhängig von der Querschnittsform der Proben. Es spielt keine Rolle, ob die Seitenflächen (221) - oder (100) - Flächen sind, also eine leichte Richtung enthalten oder nicht. Auch zylindrischer Querschnitt (SPREEN [10]) liefert gleiche Ergebnisse. Die Höhe M ist ohne Einfluß auf die Periode d. Für die Breite L findet GRÜTER [30, 8] jedoch bei Feldern über $H_i \geq 30$ Oe die Proportionalität $d \sim \sqrt{L}$. Die starke Änderung der Kristallenergie F_K und der Sättigungsmagnetisierung I_s mit der Temperatur bedingt einen ausgeprägten Temperaturgang der Bereichsbreiten. Um den Mechanismus der Bereichsaufteilung bei allen Temperaturen unabhängig von der Kristallenergiekonstante K_i und der Sättigungsmagnetisierung I_s vergleichen zu können, ist es sinnvoll, die Bereichsbreite gegen den Winkel φ der Auslenkung der Magnetisierung von der Stabachse aufzutragen. Er kann bei Kenntnis des inneren Feldes aus der theoretischen Magnetisierungskurve in Parameterform

I. $H_i = \left(- K_1 - K_2 \cdot \frac{\cos^2\varphi}{2} \right) \cdot (3 \cos^2\varphi - 2) \cdot \cos\varphi$

oder direkt aus Messungen der Magnetisierungskurven gefunden werden. In beiden Fällen wird Plattenstruktur vorausgesetzt und der Einfluß der Abschlußbezirke vernachlässigt. Für K_1, K_2 werden die Werte von PATZ, KRAUSE [31] verwandt.

Die Kurven $d(\varphi)$ zeigen eine schwache Temperaturabhängigkeit (Abb. 8). Die Bereiche werden mit steigender Temperatur und kleiner werdendem Winkel φ immer schmaler. Das Modell für die Abschlußstrukturen von GRÜTER [29] beschreibt den Gang mit dem Winkel φ, aber nicht den Gang mit der Temperatur. Nach dem Modell von GRÜTER - es wurde bei allen Temperaturen die gleiche Art von Abschlußbezirken gefunden - wäre ein Schmalerwerden der Bereichsbreiten mit wachsender Temperatur durch den zunehmenden Einfluß von Störungen (siehe 6.2) zu erklären.

3.3 Hysteresekurven

Beim Durchlaufen der Hystereseschleife ändert sich die Bereichsstruktur nur in zwei Gebieten (Abb. 9).
1. Bildet sich beim Verlassen der Sättigung eine Bereichsstruktur aus, so stellt sich die Struktur ein, welche den hohen Feldstärken entspricht. Bei Feldverminderung ordnen sich die Bereiche nicht um, wie es auf der idealisierten Kurve zu sehen ist, sondern behalten bis zur Remanenz ihre Breite. Die Magnetisierung ändert sich nur durch Drehung.
2. Beim Ummagnetisieren stellt sich eine sehr viel breitere Bereichsstruktur ein. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, daß der Umordnungsprozeß eine Quasiidealisierung darstellt. Es kann sich eine energetisch günstigere Bereichsstruktur einstellen. Außerdem spielen auch Querbereiche, also andere

Bereichstypen beim Ummagnetisieren eine Rolle, wie es Magnetostriktionsmessungen von PFEIFFER [25]nahelegen. Nach dem Ummagnetisieren bleiben die Bereiche mit negativ wachsendem Feld gleich breit. Die Periode d ist dann bei hohen Temperaturen (50° C - 70° C) um einen Faktor 2 und bei tiefen Temperaturen (- 150° C - - 170° C) um einen Faktor 5 gewachsen. Bei tiefen Temperaturen verringert sich allerdings die Breite bei weiter negativ werdendem Feld wieder. Wegen der enormen Breite der Platten ist nun die Energie der ungünstig verlaufenden Streufelder so groß, daß sich die Bereichsstruktur umordnet.

3.4 Der verformte ⟨110⟩- Kristall

Bei der plastischen Verformung sind beim ⟨110⟩-Kristall vier Gleitsysteme gleichberechtigt (Tabelle 1). Sie werden alle betätigt, wie es lichtmikroskopische Untersuchungen zeigen (PFEIFFER [18]). Bei schwacher Verformung gleitet der Kristall jedoch in einzelnen Gebieten immer nur in ein bzw. zwei Gleitrichtungen der gleichen Gleitebene ab. Diese Gebiete haben einen Durchmesser von zwei bis drei Millimetern (Abb. 21). Für die kerroptischen Beobachtungen hat das Auftreten von nur einer Art von Gleitebenen den Vorteil, daß bei günstig gewählter Beleuchtungsanordnung das Streulicht der Gleitebenenspuren nicht sehr stört. Man kann Bereiche gleichzeitig mit Gleitebenenspuren sehen und übersichtliche Verhältnisse bezüglich der Wechselwirkung von Versetzung und Bereichsstruktur studieren. Drei verschiedene Bereichsstrukturen wurden bei jeweils anderer Verformung gefunden. Sie werden zunächst beschrieben und später gedeutet.

a) Oberhalb der Remanenz findet man, daß die Breite der einzelnen Platten, die beim unverformten Kristall für beide vorkommenden Magnetisierungsrichtungen gleich war, bereits nach einer Verformung mit der Schubspannung τ = 0,4 kp/mm^2 unterschiedlich breit ist (Abb. 10). Die eine Magnetisierungsphase ist bevorzugt. Noch deutlicher wird dieses Verhalten beim Ummagnetisieren. Wie man in Abb. 11 sieht, tritt jetzt eine Bereichsstruktur aus Schrägplatten auf, die durch 180°-Wände getrennt sind, wie man aufgrund ihrer Entstehung und Beweglichkeit sieht. Die Magnetisierungsrichtung in der bevorzugten Phase steht senkrecht auf den Gleitebenenspuren. Im Übergangsgebiet von Schrägplatten und alter Plattenstruktur können aus Streufeldgründen die vorher breiteren, zur Stabachse senkrechten Platten jetzt schmaler werden. In Abb. 12 sieht man, wie sich eine Schrägplattenstruktur aus den vom unverformten Kristall her bekannten gegenmagnetisierten Keilen entwickelt. Die Keile haben jetzt nicht nur 180°-Wände, sondern abwechselnd 180°- und 109°-Wände. Diese Ergebnisse sprechen dafür, daß es sich im wesentlichen noch um die alte Plattenstruktur handelt, nur daß jetzt eine Magnetisierungsphase bevorzugt ist, was sich besonders beim Ummagnetisieren bemerkbar macht. Die d-(H_i)-- Kurven der Abb. 13 zeigen qualitativ das gleiche Verhalten wie die des unverformten Kristalls, nur ist die Periode gegenüber dem unverformten zu kleineren Werten hin verschoben. In der d(φ) Kurvenschar (Abb. 14) fallen alle Kurven (Parameter T) innerhalb der Meßgenauigkeit zusammen. Es ist also keine Temperaturabhängigkeit mehr zu beobachten.

Gilt für die Bereichsstruktur ein ähnliches Modell wie für den unverformten Kristall, wo Wandenergie und Überschußenergie der Abschlußbezirke einander gleich waren, so bedeutet eine engere Plattenstruktur mehr

Energie für die Abschlußstrukturen. Im vorliegenden Fall wäre das wegen der geringeren Bereichsbreiten ein Anstieg um 15 - 20 % gegenüber dem unverformten Kristall. Unter der Voraussetzung, daß sich die Wandenergie durch die zusätzlich induzierte Anisotropieenergie nur wenig ändert, ergibt sich die Energieerhöhung durch verstärkte Streufelder im Abschluß an den Seitenflächen.

Auf der Hysterese findet man ein ähnliches Verhalten wie beim unverformten Kristall. Kommt man von der Sättigung, so sieht man zunächst sehr enge Streifen, die ihre Breite mit abnehmender Feldstärke nicht ändern. Nur der Kerrkontrast wird zusehends besser, was bedeutet, daß die Magnetisierung in den einzelnen Bereichen sich zu den leichten Richtungen hin dreht. Im Gebiet des Ummagnetisierens gibt es die bereits bekannten Schrägstreifen, die dann bei negativem Feld einer wesentlich breiteren Struktur Platz machen. Die Streifen haben wieder unterschiedliche Breiten. Die Phase, deren Magnetisierung parallel zur Normale der betätigten Gleitebene steht, ist bevorzugt.

b) Bei einer etwas stärkeren Verformung von $\tau = 0{,}5$ kp/mm^2 und besonders bei hoher Temperatur (+ 100° C) war an einigen Stellen eine andere Art von Bereichsstruktur zu sehen. Von hohen Feldstärken herkommend gab es bis zu $H_i = 5$ Oe an der Oberfläche noch deutliche Streifen, die allerdings leicht keilförmig waren. Eine der beiden Phasen ist wieder deutlich bevorzugt. Bei Feldverminderung jedoch wurden die schon vorher schmäleren Streifen in größeren Gebieten mit einem Durchmesser von ca. 2 mm immer schmaler und verschwanden, als das innere Feld H_i ungefähr Null war. Man konnte nur noch eine einheitliche Oberfläche erkennen. Beim Anlegen eines Gegenfeldes kamen die

keilförmigen Streifen von der entgegengesetzten Seite des Kristalls her wieder zum Vorschein.

c) Bei einer noch stärkeren Verformung bis $\tau = 0{,}75$ kp/mm^2 waren nur noch sehr enge Streifen zu sehen, die sich mit Feld und Temperatur nur sehr wenig änderten (Abb. 15). Qualitativ ähnliche Bereichsstrukturen findet man bei allen drei Fällen sowohl bei tiefen (- 180° C) als auch bei hohen (+ 120° C) Temperaturen.

3.5 Keilförmige Bereiche

Keilförmige Bereiche treten auf, wenn die beobachtete Oberfläche homogen geladen ist. Dies kann infolge einer Fehlorientierung geschehen, wenn die Magnetisierung eine Komponente in Richtung der Normalen der Oberfläche hat oder wenn auf der Oberfläche lauter gleichartige Stufen von den herausgelaufenen Versetzungen liegen. Die Wände der einzelnen Bereiche neigen sich dann so, daß sie entgegengesetzte Ladungen tragen und damit das Streufeld kompensieren. Abb. 16 zeigt einen fehlorientierten Kristall beim Ummagnetisieren. Zu beiden Seiten der 180°-Wand sind die Oberflächen entgegengesetzt geladen. Die 71°--Wände neigen sich daher zu beiden Seiten der 180°--Wand in entgegengesetzter Richtung.

3.6 Die induzierte Anisotropie

Das auffälligste Merkmal der Bereichsstruktur beim verformten (110)- Kristall ist die Bevorzugung der einen Magnetisierungsphase. Dieser Anisotropieeffekt kann gedeutet werden, wenn man der normalen Kristallanisotropie eine induzierte anisotrope Energie über-

lagert, die nach Rechnungen von KRONMÜLLER [4] auf der mikromagnetischen Wechselwirkung zwischen der Magnetisierung und den Spannungsfeldern von Stufenversetzungen beruht. KRONMÜLLER geht in seiner Rechnung von einer statistischen Verteilung paralleler Stufenversetzungen eines einheitlichen Burgersvektors aus und berücksichtigt weiterhin die Zusammenlagerung dieser Versetzung zu Gruppen, die ihrerseits wieder statistisch verteilt sind. Homogene weitreichende Spannungen werden nicht berücksichtigt. Nach KRONMÜLLER lautet diese zusätzliche Anisotropiefunktion $F_A = K_\sigma \cdot F(\beta_i)$ mit K_σ als Anisotropiekonstante und

$$F(\beta_i) = 8(1 - \beta_1^2)\beta_1^2 + 2(1 - \beta_2^2) + 2(1 - \beta_3^2)\beta_3^2 - 12\beta_1^2\beta_2^2 ,$$

wobei in unserem Fall die β_i die Richtungskosinus der Magnetisierung bezüglich der kartesischen Versetzungskoordinaten bedeuten.

$\arccos\beta_1 = \sphericalangle$ Magnetisierung - Burgersvektor

$\arccos\beta_2 = \sphericalangle$ Magnetisierung - Versetzungslinie

$\arccos\beta_3 = \sphericalangle$ Magnetisierung - Gleitebenennormale

Zur Veranschaulichung zeigt Abb. 17 a die Energiefläche $F(\beta_i)$ für eine Stufenversetzung. Werden in einer Gleitebene zwei Gleitrichtungen gleich stark betätigt, so ist im Prinzip eine erneute mikromagnetische Berechnung der Anisotropie nötig. Als erste Näherung verwenden wir eine lineare Überlagerung der Anisotropien der einzelnen Gleitsysteme. Die entsprechende räumliche Darstellung der Energiefläche zweier Versetzungen ist in Abb. 17 b dargestellt. Abb. 18 zeigt den Schnitt magnetischer Energieflächen bei verschiedenen betätigten Gleitsystemen mit der $(1\bar{1}0)$ - Beobachtungsebene. Bei schwachen Verformungen, wie sie bei den Bereichsstrukturen der Abb. 10, 11, 12, 13 vorliegt, überwiegt nach Abschätzung von KRONMÜLLER die Kristallenergie die induzierte Energie, nur wird, wie Abb. 18 zeigt, die $\langle 11\bar{1}\rangle$- Richtung bevorzugt, genau das, was man auch bei der Bereichs-

struktur sieht. Die unterschiedliche Breite der einzelnen Bereiche bietet sich als ein Maß für die Größe der Anisotropiekonstante nach KRONMÜLLER an. Werden nur die entsprechend der induzierten Anisotropieenergie modifizierten leichten Richtungen betätigt, die auch der unverformte Kristall betätigt hat, so resultiert die unterschiedliche Breite der Bereiche aus dem Gewinn an Anisotropieenergie unter gleichzeitigem Aufwand von Streufeldenergie quer über den Kristall. Wir setzen daher für die gesamte freie Enthalpie in einer Zwei-Phasen-Plattenstruktur an:

$$E = \frac{V_1}{V_1 + V_2} \cdot (F_{K_1} + F_{str_1} + F_{A_1}) + \frac{V_2}{V_1 + V_2} \cdot (F_{K_2} + F_{str_2} + F_{A_2})$$

mit der Nebenbedingung $V_1 + V_2 = 1$. Hierbei bedeuten V_1 und V_2 die Volumina der Magnetisierungsphase 1 bzw. 2, F_{K_i} die Kristallenergie, F_{str_i} die Streufeldenergie und F_{A_i} die Anisotropie - energie.

Das Variationsproblem läßt sich zwar nicht allgemein lösen. Da jedoch sowohl F_K als auch F_A und F_{str} bei $\vartheta = 90^\circ$ (ϑ = Polarwinkel) ein relatives Minimum besitzen, hat auch E dort ein relatives Minimum. Die Weiterrechnung kann also in der Ebene $\vartheta = 90^\circ$, d.h. in der $(1\bar{1}0)$ - Ebene geschehen. Für verschiedene Werte von K_6, K_1, K_2, K_1 wurde mit Hilfe der Rechenmaschine TR 4 das Minimum gesucht. Es stellte sich heraus, daß bei diesem Ansatz die energetisch ungünstigere Phase das größere Volumen einnahm. Das hat folgenden Grund: Ist K_6 so groß, daß es einen deutlichen Einfluß auf die Verteilung der beiden Magnetisierungsphasen zeigt, so ändert sich das Energieprofil, d.h. die Abhängigkeit der Energie von den Winkeln φ, ϑ, für die Phase mit der größeren induzierten Anisotropieenergie derart, daß bei Drehung der Magnetisierung durch das anliegende Feld kaum

Energie aufgewandt werden muß (siehe Abb. 18 f,g). Bei der sog. leichteren Phase $\langle 11\bar{1} \rangle$ ist das gerade umgekehrt. Legt man ein äußeres Feld in Stabachse an, so dreht also die Magnetisierung in der an sich ungünstigeren Phase $\langle 111 \rangle$ relativ weit herein und gewinnt Feldenergie. Die günstigere Phase hingegen dreht nicht so weit herein, da sonst zuviel Kristallenergie aufgewandt werden müßte. Um die Streufeldenergie klein, also das innere Feld möglichst parallel zum äußeren zu halten, werden die Bereiche ungleich breit und zwar werden diejenigen breiter, die mehr hereingedreht haben. So löst sich das Paradoxon, daß die von der Anisotropie her energetisch ungünstigen Bereiche ein größeres Volumen besitzen als die günstigen. Leider steht dieses theoretische Ergebnis im Widerspruch zum Experiment, in dem eindeutig diejenige Phase bevorzugt ist, die auch hinsichtlich der induzierten Anisotropie die energetisch günstigere ist. Rechnet man das gleiche Problem jedoch mit einer Anisotropieenergie, die durch Zug in Richtung der beiden Burgersvektoren der betätigten Gleitsysteme entsteht, so werden die Verhältnisse richtiger wiedergegeben. Eine Abschätzung von KRAUSE [32] für den Fall, daß ein Teil des Kristalls weniger abgeglitten ist als seine Umgebung, führt in diesem Gebiet zu einer Verteilung der Spannungsenergie, wie sie auch Zug - bzw. Druckspannung in Richtung des Burgersvektors hervorruft. Bei inhomogener Gleitung, wie sie beim $\langle 110 \rangle$- Kristall vorliegt, ist also ein Term mit homogener überlagerter Spannung mit zu berücksichtigen. In dem von uns betrachteten Fall wäre es eine Zugspannung. In einem abgeschlossenen System halten Zug - und Druckspannung einander die Waage. In der Tat zeigen Übersichtsaufnahmen, daß Druck und Zug gleichverteilt sind (Abb. 20). Es gibt Gebiete, wo die hellen und solche, wo die dunklen Streifen bevorzugt sind.

3.7 Deutung der verschiedenen Bereichsstrukturen

Die Diskussion und Interpretation der Kerrbeobachtungen werden wir im Sinne der Bereichstheorie durchführen. Obwohl man manchmal - insbesondere bei hohen Temperaturen - nicht entscheiden kann, ob man eine kontinuierliche Magnetisierungsänderung oder durch Wände scharf getrennte Bereiche hat, werden wir das letztere annehmen und so alle Beobachtungen, Magnetisierungs- und Remanenzmessungen interpretieren.

Unter der Voraussetzung, daß zwei Gleitsysteme der gleichen Gleitebene betätigt worden sind, ist hinsichtlich der induzierten Anisotropieenergie diejenige Richtung, die in der Gleitebene liegt, energetisch am ungünstigsten, diejenige parallel zur Gleitebenennormale um 25 % günstiger und die vier Querphasen sind um 45 % günstiger. Eine homogene zusätzliche Spannung wirkt qualitativ in der gleichen Weise. Eine Bereichsstruktur aus Querphasen wäre, was die induzierte Anisotropie angeht, am günstigsten. Alle derartigen Bereichsstrukturen erfordern jedoch magnetostriktive Energie und leiten außerdem keinen magnetischen Fluß in Feldrichtung. Werden solche Bereichsstrukturen verwirklicht, so muß sich das in der Magnetostriktion und der Magnetisierungskurve sehr deutlich abzeichnen. In der Tat steigt mit zunehmender Verformung nach Messungen von PFEIFFER [25] die Magnetostriktion an und die Remanenz sinkt.

Im Fall a (schwache Verformung) reicht im allgemeinen die Verformung nicht aus, um eine generelle Umordnung der Bereichsstrukturen in Querphasen zu ermöglichen. Die Art der Entstehung der Schrägbereiche (Abb. 12), der Verlauf der d - (H_i) - Kurve und eine dem unverformten Zustand adäquate Abschlußstruktur sprechen

dafür, daß im wesentlichen eine Plattenstruktur wie beim unverformten ⟨110⟩- Kristall aufgebaut wird. Partiell können jedoch auch Querbereiche eingebaut werden, welche die Remanenz herabsetzen und die Magnetostriktion vergrößern (Abb. 19). Man kann es den Bereichsstrukturen an der Oberfläche nicht ansehen, daß Querbereiche eingebaut sind. Remanenz- und Magnetostriktionsmessungen lassen keine andere Interpretation zu.

Fall b: Ist der Gewinn an Anisotropieenergie größer als der Aufwand an Magnetostriktionsenergie, so ergibt sich als einfachste Struktur aus Querphasen die in Abb. 23 dargestellte. Die Grundstruktur im Innern baut sich aus Querphasen und deren Gegenphasen auf. Sie sind durch 180°-Wände getrennt und brauchen daher keine magnetostriktive Energie. Eine zusätzliche Unterteilung durch 71°-Wände oder der Einbau von Längsphasen ist nötig, damit bei ungleicher Plattenbreite keine Normalkomponente der Magnetisierung entsteht. An der Oberfläche wird der Fluß durch Zwickel umgeleitet, die der alten Plattenstruktur entsprechen. Der Einbau dieser Zwickel erfordert allerdings magnetostriktive Energie. Bei hohen äußeren Feldern ist diese Struktur sicher ungünstig, da sie keinen Fluß in Feldrichtung transportiert. Dann liegt die von der unverformten Probe her bekannte Plattenstruktur vor. Bei Erniedrigung des Feldes dagegen bilden sich, falls die dazu nötige Schwellenenergie aufgebracht wird, Keime aus Querphasen, wie es Magnetisierungs- und Magnetostriktionsmessungen zeigen. Sie können sich durch 109°-Wandverschiebungen vergrößern, bis die alten Platten nur noch als Restzwickel an der Oberfläche übrigbleiben. Nimmt man an, daß die Ummagnetisierung durch Entstehung von Bereichen aus Gegenlängsphasen, die sich im Inneren bilden und dann durch Wandverschiebung bis an die Oberfläche wandern, erfolgt, dann wird damit erklärt, warum man bei

Kerrbeobachtung vom Ummagnetisierungsvorgang nichts sehen kann. Die Bestimmung der quantitativen Besetzung der Phasen wird im Rahmen der Untersuchungen von PFEIFFER [25] durchgeführt.

Treten Flächenladungen auf der Oberfläche auf, so werden sie durch keilförmige Bereiche kompensiert. Sie erklären den unter b geschilderten Mechanismus und entsprechen nicht einer idealen Versuchsführung.

Aufgrund der Bereichsuntersuchungen allein läßt sich nicht entscheiden, ob die Struktur der Abb. 19 oder eine ähnliche eingenommen wird, da das Erscheinungsbild an der Oberfläche mit dem der alten Plattenstruktur identisch ist. Die Ergebnisse der Remanenz- und Magnetostriktionsmessungen von PFEIFFER [25] und KÖSTER [23] sprechen allerdings für den angegebenen Mechanismus. Diese Struktur läßt jedes Verhältnis von Längs- und Querphasen zu, so daß die Ergebnisse der Magnetostriktions- und Magnetisierungsmessungen im Einklang mit dem angegebenen Modell stehen. Der Fall c läßt aufgrund der Bereichsuntersuchungen keine eindeutige Aussage zu. Die Streifen an der Oberfläche sind vermutlich Sekundärstrukturen. Magnetisierungs- und Magnetostriktionsmessungen legen es nahe, daß ein großer Prozentsatz von Querphasen eingebaut ist.

Leider läßt sich beim (110)- Kristall die Bereichsstruktur nicht bis zu hohen Verformungen hin verfolgen. Die Abgleitung in den einzelnen Gebieten wird immer unterschiedlicher, die Gleitebenen durchsetzen einander, und ihre Spuren auf der Oberfläche erzeugen so viel Streulicht, daß keine Bereichsstruktur mehr erkennbar ist. Abschleifen und Elektropolieren hilft nicht. Das Elektropolieren erfolgt nicht isotrop. Einzelne Ebenen werden besonders stark abgetragen. Da der Kristall in kleinen Gebieten unter-

schiedlich abgeglitten ist, weisen diese Gebiete etwas verschiedene Orientierungen auf, und deshalb scheint der Kristall im polarisierten Licht aus einzelnen Körnern zu bestehen, die sehr verschieden reflektieren (Abb. 22). Dieses Streulicht verhindert ausreichenden Kontrast für den Kerreffekt.

4. Der ⟨110⟩- Kristall, dessen Stabachse um 18° gegen ⟨111⟩ gedreht ist.

Um eine einfache und eindeutige Art plastischer Verformung zu erhalten, nehmen wir nun einen Kristall, dessen Stabachse um 18° von der ⟨110⟩- Richtung zur ⟨111⟩- Richtung hin gedreht ist. Die beobachtete Oberfläche ist weiterhin eine $(1\bar{1}0)$-Fläche. Dieser Kristall betätigt nur noch zwei Gleitsysteme der gleichen Gleitebene, nämlich ⟨101⟩, ⟨011⟩ in $(11\bar{1})$.

4.1 Der unverformte Kristall

Der unverformte Kristall zeigt, wie der ⟨110⟩- Kristall, eine Plattenstruktur, deren Wandnormale, der Fehlorientierung entsprechend, um 18° gegen die Stabachse geneigt ist (Abb. 23). Wegen dieser Analogie in Bereichsstruktur und Verformung zum ⟨110⟩- Kristall wurde die in der Überschrift benutzte Nomenklatur gewählt. Infolge der Fehlorientierung sind die einzelnen Bereiche verschieden breit. Deshalb baut sich ein querentmagnetisierendes Feld auf, welches das innere Feld symmetrisch zu den beiden betätigten Magnetisierungsrichtungen in den entsprechenden Phasen legt, wie es die NÉELsche Phasentheorie erfordert. Aus der Forderung, das entmagnetisierende Querfeld sei so groß, daß das innere Feld in ⟨110⟩- Richtung zeigt, ergibt sich: $I_s.N.(v_1.\sin(\varphi+\beta) - v_2.\sin(\varphi-\beta)) = H_i.\ tg\beta$ $v_1 + v_2 = 1$ mit v_i = Phasenvolumina, φ = Winkel der Magnetisierung mit der ⟨110⟩- Richtung, N = Entmagnetisierungsfaktor quer zum Stab, β = Winkel der Stabachse mit der ⟨110⟩- Richtung. Hieraus folgt für die Phasenvolumina:

$$v_1 = \frac{1}{2} - \mathrm{ctg}\varphi . \mathrm{tg}\beta - \frac{H}{2.I_s.N} . \frac{\mathrm{tg}\beta}{\cos\beta . \sin\varphi}$$

$$v_2 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}.\mathrm{ctg}\varphi . \mathrm{tg}\beta - \frac{H}{2.I_s.N} . \frac{\mathrm{tg}\beta}{\cos\beta . \sin\varphi}$$

Abb. 26 zeigt die nach diesem Ansatz berechnete und die experimentelle Kurve v_1 (φ). In der Normierung auf gleiche Drehwinkel fallen alle Kurven innerhalb der Meßgenauigkeit zusammen und stimmen gut mit der theoretischen Kurve überein.

Die d-(H_i)- Kurven (Abb. 27) zeigen einen ähnlichen Verlauf wie beim unverformten Kristall. Nur bei hohen Feldern scheint die Periode wieder anzusteigen. Der Grund dafür liegt im Verschwinden der ungünstigeren Phase. Da der Übergang vom Zweiphasen- in das Einphasengebiet lokal unterschiedlich erfolgt, scheint die Periode bei hoher Feldstärke wieder anzusteigen. Richtiger wäre es, von einem partiellen Einphasenzustand zu sprechen.

Das Ummagnetisieren besorgen gegenmagnetisierte Keile durch 180°-Wandverschiebungen. Diese Keile können auch zu "Schrägplatten" auswachsen, ähnlich wie wir es beim verformten ⟨110⟩- Kristall gesehen haben.

Die Remanenz liegt bei I/I_s = 84 %, also um 1,5 % unter dem theoretischen Wert. Dies ist wegen der unvermeidlichen Abschlußstrukturen und eventuell eingebauter Querphasen verständlich. In der Remanenz müßten die Phase mit ⟨111⟩ theoretisch 73 % und die mit ⟨11$\bar{1}$⟩ 27 % des Volumens enthalten. Mit den Magnetostriktionswerten aus Tabelle 2 müßte $\Delta l/l = 10{,}8.10^{-6}$ sein. Gemessen wurden ca. 70 % und 30 % für die Phasenvolumina und $\Delta l/l = 11{,}4.10^{-6}$ (Abb. 28). Die Werte stimmen also gut mit der Theorie überein.

Der Abfall der Magnetostriktion beim Ummagnetisieren auf $\Delta l/l = 7.10^{-6}$ ist auf das bevorzugte Betätigen der ⟨111⟩- Phase (Magnetisierung näher der Stabachse) in Form von "Schrägplatten" zu erklären. Der fehlorientierte unverformte ⟨110⟩- Kristall hat bis auf einige Besonderheiten dieselbe Struktur wie der genau orientierte ⟨110⟩- Kristall. Sie wird nur von den vier Längsphasen in Form einer Plattenstruktur gebildet.

4.2 Der verformte Kristall

Bei plastischer Verformung werden nur zwei Gleitsysteme der Gleitebene $(11\bar{1})$ mit ⟨101⟩ und ⟨011⟩ betätigt. Die Orientierungswanderung nach ⟨111⟩, wie sie von PFEIFFER[18] beobachtet wurde, ist bei den betrachteten Verformungen vernachlässigbar klein. Bei Verformung bis $\tau = 0{,}4$ kp/mm^2 änderte sich die Bereichsstruktur kaum. Nur die Periode d verringerte sich ein wenig (Abb. 27). Das Erscheinungsbild entspricht dem des unverformten Kristalls (Abb. 24). Bei Verformung bis $\tau = 0{,}54$ kp/mm^2 findet man, daß die bevorzugte Phase mit ⟨111⟩ stärker als beim unverformten Kristall in Erscheinung tritt und die Bereiche jetzt keilförmig sind. Keilförmige Bereiche an der Oberfläche deuten nach § 3.5 auf eine Magnetisierungskomponente senkrecht zur Oberfläche. Die induzierte Anisotropieenergie hat bei gleichmäßiger Betätigung der Gleitsysteme mit ⟨101⟩ und ⟨011⟩ als Burgersvektoren und $(11\bar{1})$ als Gleitebene in der $(1\bar{1}0)$ - Ebene ein relatives Minimum, ebenso die Kristallenergie. Wird nach Verformung eine Normalkomponente beobachtet, so weist das auf Bevorzugung eines Gleitsystems gegenüber zwei an sich gleichberechtigten hin. Die größere Anzahl der Stufen von herausgelaufenen gleichartigen Versetzungen an der Oberfläche und der damit vor-

handenen Flächenladung, verstärkt die Bildung keilförmiger Bereiche. Bei den d - (H_i) - Kurven (Abb. 27) ist der anfängliche steile Abfall geblieben. Im weiteren Verlauf ändert sich an den Bereichsbreiten mit Feld und Temperatur wenig. Der Übergang zum Einphasengebiet konnte nicht beobachtet werden.

Nach Verformung bis τ = 0,66 kp/mm^2 finden wir von der Sättigung bis zur Remanenz eine sehr enge Plattenstruktur, deren Periode sich mit dem Feld nur geringfügig ändert. Beim Ummagnetisieren geschieht etwas Neues: Plötzlich treten Streifen auf, die parallel zu ‹111›, also der zur Stabachse näheren leichten Richtung liegen (Abb. 25). Sie verbreitern sich rasch, bis die gesamte Oberfläche einheitliche Helligkeit aufweist. Nimmt das innere Feld wieder endliche Werte an, so tauchen die zur Stabachse um 18° geneigten Platten wieder auf. Der weitere Magnetisierungsablauf folgt dem bekannten Schema.

4.3 Deutung der Struktur

Die Struktur bei schwacher Verformung entspricht im wesentlichen der des unverformten Kristalls.

Zur Deutung des bis τ = 0,66 kp/mm^2 verformten Kristalls ziehen wir Magnetisierungs- und Magnetostriktionsmessungen heran (siehe Abb. 29, 30). Die Remanenz liegt bei I_R/I_s = 0,42. Dort haben wir eine Magnetostriktion von 26,4.10^{-6}.

Oberhalb der Remanenz entspricht die Bereichsstruktur der des unverformten Kristalls und ist nur durch die induzierte Anisotropie leicht modifiziert. Bei äußerem Feld reicht die Feldenergie aus, um die ungünstigen ‹111› - Phasen zu betätigen. Dann muß zur

Kompensation des Querfeldes nur noch die ⟨11$\bar{1}$⟩- Phase hinzugenommen werden.

Bei der Remanenz sind bereits weitgehend Querphasen eingebaut, was man allerdings nur aus den Magnetostriktions- und Magnetisierungsmessungen entnehmen kann. Die Bereichsstruktur an der Oberfläche hat sich nicht wesentlich verändert. Eine exakte Berechnung der Verteilung der Magnetisierung auf die acht Phasen ist allgemein nicht möglich. Man hat nur fünf Bedingungsgleichungen für die acht Unbekannten:

Die Magnetisierung in Richtung der Stabachse gewinnt man pauschal aus der Magnetisierungskurve.

$$95\,v_1 + 60\,v_2 + 18\,v_3 + 18\,v_4 - 18\,v_5 - 18\,v_6 - 95\,v_7 - 60\,v_8 = I \qquad (1)$$

wobei man die Zahlenfaktoren aus den Winkeln der leichten Richtungen mit der Stabachse erhält. Die Indizes beziehen sich auf die Phasenvolumina v_1 bis v_8 mit den Magnetisierungsrichtungen

1 = ⟨111⟩	5 = ⟨$\bar{1}1\bar{1}$⟩
2 = ⟨11$\bar{1}$⟩	6 = ⟨1$\bar{1}\bar{1}$⟩
3 = ⟨1$\bar{1}$1⟩	7 = ⟨$\bar{1}\bar{1}\bar{1}$⟩
4 = ⟨$\bar{1}$11⟩	8 = ⟨$\bar{1}\bar{1}$1⟩

Die Phasen mit Index 1 und 7 sind die der Stabachse am nächsten gelegenen Längsphasen; die mit 2 und 8 die beiden anderen Längsphasen und 3, 4, 5, 6 sind Querphasen.

Die Magnetisierung senkrecht zur Stabachse muß Null sein, wenn kein äußeres Feld anliegt. Das liefert 2 Gleichungen:

$$31\,v_1 - 80\,v_2 + 55\,v_3 + 55\,v_4 - 55\,v_5 - 55\,v_6 - 31\,v_7 + 80\,v_8 = 0 \qquad (2)$$

$$v_3 - v_4 + v_5 - v_6 = 0 \qquad (3)$$

Die pauschale Magnetostriktion setzt sich aus dem Mittelwert der Magnetostriktion der einzelnen Phasenvolumina zusammen. Dies liefert:

$$5{,}2\ v_1 + 25{,}4\ v_2 + 36{,}3\ v_3 + 36{,}3\ v_4 + 36{,}3\ v_5 + 36{,}3\ v_6 + 5{,}2\ v_7 + 25{,}4\ v_8 = \lambda \cdot 10^{+6} \quad (4)$$

Das Gesamtvolumen sei auf 1 normiert.

$$\Sigma\, v_i = 1 \quad (5)$$

Mit den Werten für I = 42 % und $\lambda = 26{,}4.10^{-6}$ bei der Remanenz erhalten wir als Lösung:

$$\begin{aligned}
v_1 &= 0{,}21 - 2{,}08\ v_7 - 1{,}07\ v_8 \\
v_2 &= 0{,}26 + 3{,}03\ v_7 + 2{,}03\ v_8 \\
v_3 &= 0{,}18 + v_6 + 3{,}09\ v_7 + 1{,}10\ v_8 \\
v_4 &= 0{,}26 - v_6 - 0{,}98\ v_7 - 0{,}97\ v_8 \\
v_5 &= 0{,}09 - v_6 - 4{,}06\ v_7 - 2{,}09\ v_8 \\
v_6 &= v_6 \\
v_7 &= v_7 \\
v_8 &= v_8
\end{aligned}$$

Hinzu kommt noch die Bedingung $0 \leq v_i \leq 1$ $(i = 1,\ldots,8)$ (7)

Diese 16 Ungleichungen schränken den Lösungsraum erheblich ein. Aus ihnen folgt bei der Remanenz $0 \leq v_6 \leq 0{,}09$, $0 \leq v_7 \leq 0{,}02$ und $0 \leq v_8 \leq 0{,}04$. Die Gegenlängsphasen sind bei der Remanenz nicht oder nur ganz schwach (4 %) betätigt, während die Querphasen 55 % des Volumens ausmachen. Aus Symmetriegründen werden je zwei der Querphasen gleich besetzt sein. Man findet dann

$v_3 = v_4 = 0{,}23$, $v_5 = v_6 = 0{,}04$

Bei dieser Verteilung sind die Querphasen mit Vorwärtsrichtung eindeutig bevorzugt, was bei der Remanenz auch zu erwarten ist.

In den Querbereichen wäre eine Struktur aus Phase und Gegenphase magnetostriktiv günstig, da sie durch 180°-Wände aufgeteilt wäre. Sie läßt sich nicht aufbauen, weil $v_3 = v_5$ und $v_4 = v_6$ mit Bedingung (7) nicht verträglich sind.

Im pauschal unmagnetischen Zustand bei I = 0 und dem gemessenen Magnetostriktionswert von $\lambda = 29{,}0 \cdot 10^{-6}$ wird das Gleichungssystem vom Vektor $(v_1, \ldots, v_8)$ gelöst.

$$
\begin{aligned}
v_1 &= +0{,}36 - 2{,}08\, v_7 - 1{,}07\, v_8 \\
v_2 &= -0{,}35 + 3{,}03\, v_7 + 2{,}03\, v_8 \\
v_3 &= -0{,}37 + v_6 + 3{,}09\, v_7 + 1{,}10\, v_8 \\
v_4 &= +0{,}50 - v_6 - 0{,}98\, v_7 - 0{,}97\, v_8 \\
v_5 &= +0{,}86 - v_6 - 4{,}06\, v_7 - 2{,}09\, v_8 \\
v_6 &= v_6 \\
v_7 &= v_7 \\
v_8 &= v_8
\end{aligned}
$$

Hier ist der Lösungsraum größer.

Um die tatsächliche Aufteilung zu bestimmen, muß man noch ein weiteres Kriterium beachten. Entsprechend der induzierten Anisotropieenergie ist die Energiedichte der einzelnen Phasen unterschiedlich. Es sei die relative Energiedichte in den einzelnen Phasen $F_1 = F_7 = 100\ \%$ (9) $F_2 = F_8 = a\ \%$ und $F_3 = F_4 = F_5 = F_6 = b\ \%$, wobei die einzelnen Phasen wegen der Symmetrie der Anisotropiefunktion zusammengefaßt werden können. Die Indizes beziehen sich auf die einzelnen Phasen. Es wird sich diejenige Struktur einstellen, bei der die geringste Anisotropieenergie aufgewandt wird. Es muß $F = \sum_{i=1}^{8} F_i \frac{v_i}{v}$ (10) minimal sein. Solange $100 + 2b = 3a$ (11) gilt, ist dieses bei $(v_7 + v_8)_{minimal}$ der Fall. Mit der Bedingung $0{,}35 = 3 v_7 + 2 v_8$ (12) aus (8) ergibt sich

$$
\begin{aligned}
v_1 &= 0{,}12 & v_5 &= 0{,}38 - v_6 \\
v_2 &= 0 & v_6 &= v_6 \\
v_3 &= v_6 & v_7 &= 0{,}12 \\
v_4 &= 0{,}38 - v_6 & v_8 &= 0
\end{aligned}
$$

Innerhalb der von den Gleichungen (1) bis (5) vorgegebenen Lösung können die meisten Querphasen (76 %),

welche die niedrigste Energiedichte aufweisen, eingebaut werden, wenn sonst nur noch die an sich energetisch am ungünstigsten Längsphasen parallel ⟨111⟩ eingebaut werden. Gerade dieses wird auch von den Bereichsbeobachtungen bestätigt.

Hätte man naiv versucht, eine Bereichsaufteilung aus Querphasen v_3, v_4, v_5, v_6 und nur den günstigen Längsphasen v_2, v_8 parallel $(11\bar{1})$ aufzubauen - also ohne die ungünstigen Phasen v_1, v_7 - so ergäbe sich als Lösung:

$v_1 = 0$ $\qquad$ $v_5 = 0{,}15 - v_6$
$v_2 = 0{,}35$ $\qquad$ $v_6 = v_6$
$v_3 = v_6$ $\qquad$ $v_7 = 0$
$v_4 = 0{,}15 - v_6$ $\qquad$ $v_8 = 0{,}35$

In diesem Fall könnten nur sehr wenig Querphasen eingebaut werden; diese Aufteilung wäre pauschal betrachtet energetisch ungünstiger.

Für a und b erhält man aus den KRONMÜLLERschen Rechnungen a = 75 %, b = 55 %. Sie erfüllen die Ungleichung (11). Die Streifen, die wir beim Ummagnetisieren beobachtet haben, sind also parallel ⟨111⟩ magnetisiert.

Diese Deutung der Struktur erklärt alle Experimente - sowohl die Kerrbeobachtungen als auch die Magnetostriktions- und Magnetisierungsmessungen. Warum der Kristall aber gerade diese Struktur und nicht eine solche wählt, die nur aus Querphasen in der Grundstruktur und der günstigen Längsphase im Abschluß an der Oberfläche bestünde und die energetisch günstiger als die von uns beschriebene sein könnte, läßt sich nicht sagen. Sie wäre jedoch mit den Magnetostriktions- und Magnetisierungsmessungen nicht verträglich.

5. Der ⟨111⟩ - Kristall

5.1 Der unverformte Kristall

Beobachtet wird wieder eine $(1\bar{1}0)$ - Oberfläche, welche die ⟨111⟩ - Richtung als Stabachse und die $\langle 11\bar{1}\rangle$ - - Richtung enthält. Der genau orientierte ⟨111⟩ - Kristall spaltet seine Magnetisierung, wie es die Theorie erfordert, nur im Gebiet $H_i = 0$ in Bereiche auf. Durch 180° - Wände getrennte Längsstreifen ziehen sich durch den Kristall (Abb. 31). Hat der Kristall eine geringe Fehlorientierung, so findet man auch die sechs weiteren Querphasen, die das sonst entstehende Streufeld kompensieren. Hier kann man zwei Fälle unterscheiden:

1. Ist die beobachtete Kristalloberfläche genau eine $(1\bar{1}0)$ - Oberfläche und fällt die ⟨111⟩ - Richtung nicht genau mit der Stabachse zusammen, so werden Bereiche mit der $\langle 11\bar{1}\rangle$ - Richtung eingebaut (Abb. 32). Diese Bereichsstruktur entspricht der Struktur des fehlorientierten ⟨110⟩ - Kristalls.
2. Ist die Stabachse gegen die $(1\bar{1}0)$ - Fläche geneigt, so entsteht eine Normalkomponente der Magnetisierung, die durch entsprechende Querphasen kompensiert wird (Abb. 33). Beim fehlorientierten ⟨111⟩ - Kristall treten Wandspuren an der Oberfläche mit den Winkeln $\varphi = 71^\circ$, 54° und 35° zur Stabachse auf. In der Abb. 34 sind mögliche Bereichsstrukturen dargestellt, die diese Spuren erklären.

5.2 Der verformte ⟨111⟩- Kristall

Beim ⟨111⟩- Kristall sind sechs Gleitsysteme gleichberechtigt (siehe Tabelle 1). Die von uns untersuchten Kristalle betätigten auch alle sechs Gleitsysteme, jedoch je nach der Art der Fehlorientierung die der $(\bar{1}11)$- bzw. $(11\bar{1})$ - Ebene in einzelnen Gleitbündeln besonders stark. Die dazwischen liegenden Gebiete zeigten das von PFEIFFER [18] und PHILLIP [33] beschriebene Muster, was durch gleichzeitiges Betätigen aller sechs Gleitsysteme entsteht. Nach plastischer Verformung mit $\tau = 0{,}63$ kp/mm^2 finden wir nur im Gebiet $H_i = 0$, also beim Ummagnetisieren, eine Bereichsstruktur. Bei tiefen Temperaturen (- 150° C) bilden sich breite Streifen parallel zu ⟨11$\bar{1}$⟩- Richtungen (Abb. 35), die sich nur wenig von den Gleitbündeln stören lassen, deren Spur parallel zur ⟨110⟩- Richtung verläuft. Bei höheren Temperaturen wird die Struktur mehr gestört (Abb. 36). Die Streifen sind enger und gehen nicht mehr durch die Gleitbündel hindurch. Sie beginnen parallel zu ⟨11$\bar{1}$⟩ und schwenken dann nach ⟨110⟩ um. Diese Bereichsstruktur wird bis zu Temperaturen von + 250° C gefunden. Dort ist die Struktur noch feiner und biegt schon früher nach ⟨110⟩ ab.

Bei der Verformung bis $\tau = 2{,}8$ kp/mm^2 eines anderen Kristalles wurden Gleitsysteme in ähnlicher Weise wie bei dem oben angegebenen Fall betätigt, nur sind die Spuren der Gleitbündel diesmal parallel ⟨112⟩. Er zeigt auch die gleiche Bereichsstruktur. Sie ist nur noch klarer (Abb. 37), das Abbiegen wird nicht mehr gefunden.

Verfolgt man die Bereichsstruktur auf der Hysterese, so bildet sich an der Oberfläche kaum Struktur aus, das heißt, kommt man von hohen Feldern, so sieht man nur einförmige Helligkeit. Erst im Bereich $H_i = 0$ bil-

den sich ganz vereinzelt einige Querbereiche aus. Idealisiert man dagegen mit Axial- oder Zirkularfeld in der Gegend von $H_i = 0$, so baut sich eine Struktur von Streifen parallel zu $(11\bar{1})$ auf. Mit Idealisieren kann man bis etwa $H_i = 15$ Oe noch ein Ausklingen der sichtbaren Struktur beobachten.

Betrachten wir die Änderung der Bereichsstruktur mit dem Feld in der Umgebung von $H_i = 0$: Bei kleinem inneren Feld wird idealisiert. Die oben beschriebene Bereichsstruktur erscheint (Abb. 38). Dann wird das Feld bis Null erniedrigt und ein Gegenfeld angelegt. Im Gegenfeld stellt sich in den Gebieten, wo die Gleitbündel liegen, eine neue Magnetisierung ein. Diese Gebiete werden größer und die Streifen werden ungleichmäßig breit (Abb. 39). Bei noch stärker werdendem Gegenfeld verschwinden schließlich die Streifen zugunsten der Phase, die von den Gebieten um die Gleitbündel ausgegangen sind.

Die Remanenz- und Magnetostriktionsmessungen von PFEIFFER[25] und KÖSTER[23] zeigen, daß der verformte (111) - Kristall seine Bereichsstruktur bei kleinen Feldern bis zu 2/3 aus Querphasen aufbaut.

5.3 Deutung der beobachteten Strukturen

Bei gleich starker Betätigung aller sechs Gleitsysteme wird die Phase parallel zu (111) ungünstig, während die drei bzw. sechs Querphasen begünstigt werden. Eine Struktur, die sich nur aus Querphasen aufbaut, müßte die dreizählige Symmetrie bewahren. Dieser Forderung genügen nur eine zyklische Struktur, die den Kristall längs der Stabachse aufteilt und eine dreifache Plattenstruktur, welche jeweils mit einer der drei Querphasen besetzt ist (Abb. 40). Beide Fälle benötigen

Magnetostriktionsenergie und werden im Experiment nicht gefunden. Bei der zweiten Struktur könnten sich zwar die einzelnen Platten ähnlich wie beim ⟨110⟩- Kristall frei entspannen. Aber die Grenzflächen zur nächsten Platte passen dann nicht zusammen.

Im unmagnetischen Zustand werden Streifen parallel zur $\langle 11\bar{1}\rangle$- Richtung oder einheitliche Magnetisierung entlang der Gleitebenenbündel gesehen. Wir vermuten, daß diese Streifen zumindestens im Oberflächenbereich durch 180° - Wände getrennte Platten aus der in der Oberfläche liegenden Phase und Gegenphase parallel zu $\langle 11\bar{1}\rangle$ sind. Nimmt man an, daß die induzierte Anisotropie die leichten Richtungen der Kristallenergie nur geringfügig modifiziert hat und daß die Magnetisierung aus Gründen der Streufeldenergie in der Oberfläche liegt, so läßt die Richtung der Streifen keine andere Interpretation zu. Auch die Tatsache, daß diese Struktur nur im pauschal unmagnetischen Zustand und ausgeprägt nur bei Idealisierung vorkommt, spricht dafür, ebenso die Art, wie sie sich mit dem Felde ändert. Bei anliegendem Feld wird diese Struktur abgebaut zugunsten einer Struktur, die sich aus Querphasen und Längsphasen aufbaut. Möglichkeiten zum Einbau der Querphasen in Längsphasen sind schon beim unverformten ⟨111⟩- Kristall angegeben (§ 5.1). Die Oberfläche wird in diesen Fällen günstigerweise in Längsrichtung magnetisiert, um Oberflächendivergenzen zu vermeiden. Ist die Verformung inhomogen, was mindestens in der Umgebung von Gleitlinienbündeln der Fall ist, so müssen zusätzliche weitreichende Spannungsfelder und Streufelder berücksichtigt werden. Die Streufelder sind wegen der unstetigen Magnetisierungsänderung an den Gitterverkippungen unvermeidlich.

Streu- und Spannungsfelder wirken in unserem speziellen Fall so auf die magnetische Bereichsstruktur ein, daß sie wie in Abb. 36 gezeigt, parallel zu ⟨110⟩ abbiegt. Würde man versuchen, allein mit einer Zugspannung senkrecht zu den Gleitlinienbündeln, also parallel zu ⟨001⟩ zu rechnen, so wäre mindestens eine Spannung von τ = 10 kp/mm^2 nötig, um die Magnetisierung in die ⟨110⟩- Richtung zu drehen, also eine höhere Spannung als angelegt worden ist.

Der Versuch, die Bereichsmuster in Analogie zur Spannungsoptik zu deuten und so die lokale Verteilung der Spannungen zu erhalten, scheitert an dem unbekannten Einfluß der Streufelder.

6. Der ⟨001⟩ - Kristall

6.1 Der unverformte Kristall

Der unverformte Kristall zeigt die von SPREEN [11] und BAMMES [34] beschriebene Bereichsstruktur (Abb. 11). Im einfachsten Fall ist es eine Struktur von vierzähliger Symmetrie, bei der alle vier energetisch gleichwertigen Phasen parallel ⟨111⟩, ⟨$\bar{1}$11⟩, ⟨$\bar{1}\bar{1}$1⟩, ⟨1$\bar{1}$1⟩ unter Aufwand magnetostriktiver Energie betätigt werden. Bei breiteren Kristallen hat man eine kompliziertere, aus dieser Grundstruktur zusammengesetzte Bereichsstruktur. Das Ummagnetisieren erfolgt durch 180° - Wandverschiebung von gegenmagnetisierten Keilen, die hauptsächlich von den Enden her durch den Kristall hindurch wachsen (Abb. 42). Die Breite der Bereiche wird nach einer Abschätzung von BAMMES durch Streufeld und Wandenergie und nicht durch magnetostriktive Energie bestimmt. Die d- (H_i) - Kurven (Abb. 43) beginnen bei $H_i = 0$ bei etwa 150 µ bis 170 µ und fallen dann monoton auf einen Wert von 100 µ ab. Trägt man die Bereichsbreite in Abhängigkeit vom Winkel φ der Richtung der Magnetisierung zur Stabachse auf, so fallen sie für alle Temperaturen innerhalb der Meßgenauigkeit (10 %) zusammen (Abb. 44).

Auf der Hysterese findet man ein ähnliches Verhalten wie beim ⟨110⟩- Kristall. Die Bereiche haben nur zwei Breiten. Von der Sättigung bis zum Punkt $H_i = 0$ sind die Bereiche sehr schmal, nach dem Ummagnetisieren werden sie um einen Faktor 2 bis 3 breiter und ändern sich dann mit dem Feld nicht mehr weiter. Während die schmalen Streifen, die in Gebieten hoher Feldstärken entstanden sind, bei allen Temperaturen etwa die gleiche Breite haben, sind die breiten Streifen, die nach dem Ummagnetisieren auftreten, bei

tiefen Temperaturen wesentlich breiter als bei hohen Temperaturen. Die Magnetisierung ändert sich außer beim Ummagnetisieren durch Drehung und nicht durch Wandverschiebung. Die nötigen Schwellenenergien zur Bereichsumordnung werden nicht aufgebracht.

6.2 Der verformte Kristall

Bei der schwachen Verformung bis $\tau = 0{,}82\ kp/mm^2$ war die Verformung längs des Kristalls nicht einheitlich. Es wurden zwar alle acht Gleitsysteme betätigt, jedoch vielfach an einzelnen Stellen nur Gleitsysteme der gleichen Gleitebene. Daher ändert sich die jetzt vorhandene Bereichsstruktur von Ort zu Ort, je nach der Art der betätigten Gleitsysteme. Bei Feldstärken mit $H_i \neq 0$ ist Plattenstruktur vorhanden, insbesondere nach Idealisierung. Die Art der betätigten Gleitsysteme führt dazu, daß in einzelnen Gebieten die eine oder die andere der beiden Phasen an der Oberfläche überwiegt, das heißt, die Streifen sind unterschiedlich breit. Es gibt Stellen besonders starker Verformung, wo an der Oberfläche bei anliegendem Feld nur die eine Magnetisierungsphase vorhanden ist. Bei $H_i = 0$, also beim Ummagnetisieren, wird an diesen Stellen eine Struktur sichtbar mit Wänden, die senkrecht auf den Gleitebenen stehen (Abb. 45). Die Struktur entspricht der schon beim (110)- Kristall beschriebenen (§ 3.7), ebenso die Deutung mit der induzierten Anisotropie (siehe Abb. 18, Fall 2).

In Gebieten, wo alle acht Gleitsysteme gleichmäßig betätigt wurden, findet man bei tiefen Temperaturen (-150° C) eine dem unverformten Kristall ähnliche Plattenstruktur. Ummagnetisieren erfolgt nach wie vor durch 180° - Wände. Bei hohen Temperaturen ($+100^\circ$ C)

dagegen sieht man nur noch im idealisierten Fall bei $H_i = 0$ sehr enge, senkrecht zur Stabachse liegende Streifen (Abb. 46).

Bei einer mittleren Verformung von $\tau = 2{,}1$ kp/mm^2 bildeten sich an einer Stelle starke Gleitbänder eines Gleitsystems aus. In den Gebieten dazwischen waren gleichförmig alle Gleitsysteme betätigt worden. Die Bereichsstruktur bei Zimmertemperatur (Abb. 48) ist der beim verformten ⟨111⟩ - Kristall beschriebenen verwandt. Wie beim ⟨111⟩ - Kristall sind die Spannungen in der Nähe der Gleitbänder besonders stark. In Gebieten, die von den Gleitbändern weiter entfernt sind, verlaufen die Spuren der Wände parallel zu ⟨111⟩, während sie in der Nähe der Gleitbänder parallel zu ihnen abbiegen. Diese Art der Bereichsstruktur tritt nur bei $H_i = 0$ auf und konnte bis zu Temperaturen von + 200° C gefunden werden. Die ungleichmäßige Verformung hat ähnlich wie beim ⟨110⟩ - oder ⟨111⟩ - Kristall zu einer zusätzlichen inneren Spannung und zu Streufeldern zwischen den Gleitbändern geführt.

Längs der Hystereseschleife gibt es nur zwischen den Stellen, wo die Gleitbänder liegen und dem dazwischen liegenden Raum Kontrast. Kommt man in die Gegend von $H_i = 0$ (Abb. 48 a), so fransen die Gebiete um die ehemaligen Gleitbänder aus, zum Teil entstehen Streifen senkrecht zur Stabachse, zum Teil Schrägplatten (Abb. 48 b), bis die neugebildete Phase der Schrägplatten immer mehr Raum einnimmt, um am Ende einheitliche Helligkeit über die ganze Fläche zu zeigen. Diese Art der Bereichsstruktur wurde bis 200° C gefunden. Bei tiefen Temperaturen hingegen findet man eine gestörte Plattenstruktur (Abb. 48 c), bei der die eine Phase vor der anderen bevorzugt wird. Ummagnetisieren findet bei dieser Temperatur durch 180° - Wandverschiebung statt.

Die d - (H_i) - Kurven (Abb. 49), in Gebieten aufgenommen, wo alle acht Gleitsysteme gleichmäßig betätigt worden sind, zeigen mit zunehmender Verformung einen immer undifferenzierteren Verlauf. Während sich beim unverformten und schwach verformten Kristall eine deutliche Abhängigkeit von Feld und Temperatur zeigt, nähert sich mit wachsender Verformung die Bereichsbreite einem feld- und temperaturunabhängigen Wert von etwa d = 80 µ.

Bei der Verformung mit τ = 4,1 kp/mm^2 gibt es keine Stelle mehr, wo einzelne Gleitsysteme bevorzugt werden. Der Kristall ist gleichmäßig von einem Muster, das alle Gleitebenenspuren enthält, überzogen. Wir finden eine sehr feine Plattenstruktur, deren Periode d = 80 µ sich mit Feld und Temperatur kaum ändert. Bis etwa - 30° C erscheint das Ummagnetisieren durch homogene Drehung und nicht durch Wandverschiebung vor sich zu gehen. Dies wurde durch einen an sich störenden Nebeneffekt der Beobachtungsmethode mit Hilfe des magnetooptischen Kerreffekts gefunden.

Da das Beleuchtungsbündel immer eine gewisse Divergenz aufweist, ändert sich die Einfallsebene mit dem beobachteten Ort auf der Probe. Dies hat zur Folge, daß man die Polarisationsfilter nicht für die ganze Beobachtungsfläche optimal einstellen kann. Unter Umständen ist daher nur für einen Teil der Probe Kerrkontrast zu sehen. Es bildet sich eine Grenze im Bildfeld des Mikroskopes, jenseits der man keine Kerrstreifen mehr sehen kann. Beim Ummagnetisieren der Probe begann diese Grenze zu wandern. Stellte man jedoch die Polarisationsfilter nach, so ließ sich die Grenze wieder an den alten Ort verschieben. Mit der Drehung der Magnetisierung hat sich das Gebiet günstiger Kontraststellung verändert. Würde eine 180° - Wand ummagnetisieren, so dürfte ein Verstellen der Polari-

sationsfilter keine Verschiebung der Grenze zeigen.

Bei tiefen Temperaturen (- 150° C) hingegen wurden eindeutig 180° - Wände gefunden. Die induzierte Anisotropie für eine Überlagerung der acht in Frage kommenden Gleitsysteme zeigt die Abb. 17 d. Sie besitzt vierzählige Symmetrie und versucht die Magnetisierung über die leichte Richtung hinaus von der Stabachse wegzudrehen.

7. Anwendungen der Ergebnisse auf die Koerzitivkraft und Suszeptibilitätstheorien.

Von den magnetischen Eigenschaften, die auf Volumeneffekte ansprechen, haben wir die Messung der Magnetostriktion und der Magnetisierung benutzt, um die beobachtete Bereichsstrukturen zu deuten. Nun wollen wir versuchen, die Koerzitivkraft H_c und die Anfangspermeabilität χ_a mit von uns gefundenen Modellen der Berechsstruktur und den Mechanismen der Ummagnetisierung zu deuten.

7.1 Koerzitivkraft

Die umfangreichsten Messungen der Koerzitivkraft von Nickeleinkristallen in Abhängigkeit von Temperatur T, Verformung und Kristallorientierung stammen von KRAUSE [19]. Die Koerzitivfeldstärke steigt von tiefen Temperaturen her an, durchläuft ein Maximum, was beim unverformten Kristall in der Gegend von + 150° C liegt, und fällt dann bis zur Curietemperatur ab. Mit steigender Verformung verschiebt sich das H_c - T - - Maximum zu tieferen Temperaturen und höheren H_c - - Werten. Beim mittelorientierten, beim ⟨110⟩- und ⟨111⟩- Kristall zeichnet sich oberhalb des H_c - T - - Maximums eine Schulter im H_c - T Verlauf ab, die mit steigender Verformung gleichfalls zu tieferen Temperaturen und höheren H_c - Werten rückt. Beim ⟨110⟩- Kristall wächst die Schulter zu einem zweiten Maximum aus, während sie beim ⟨111⟩- Kristall nur schwach angedeutet ist. Der ⟨001⟩- Kristall dagegen zeigt nur ein stark ausgeprägtes Maximum.

KRAUSE [19] und TRÄUBLE [35] unterscheiden 3 Fälle für den H_c - T - Verlauf, der durch die starke Temperaturabhängigkeit der Kristallenergie bedingt ist:

1. Im Hochtemperaturgebiet überwiegt die Spannungsenergie. Dort ist $|K_1| \ll |\lambda| \cdot |\sigma_i|$, die Koerzitivkraft folgt einem Gesetz $H_c \sim \frac{|\lambda| |\sigma_i|}{I_s}$

K_1 = Konstante der Kristallenergie, λ = Magnetostriktionskonstante, σ_i = innere Spannung, I_s = = Sättigungsmagnetisierung.
Drehprozesse bestimmen das Erscheinungsbild. Das Hochtemperaturgebiet beginnt bei unverformten Kristallen bei etwa + 150° C und sinkt mit wachsender Verformung bis etwa - 50° C ab.

2. Im Tieftemperaturbereich besteht eine ausgeprägte Kristallanisotropie ($|K_1| \gg |\lambda| |\sigma_i|$). Die Magnetisierungsänderung im steilen Anfangsteil der Magnetisierungskurve erfolgt hauptsächlich durch Blochwandverschiebung. Die Koerzitivkraft gehorcht dort einem Gesetz $H_c \sim K_1^{-1/n}$ mit $2 \leq n \leq 4$. Für die Wechselwirkung der Versetzungen mit den Blochwänden und der daraus resultierenden Wandreibung hat TRÄUBLE [35] eine statistische Theorie entwickelt.

3. Während das Hoch- und Tieftemperaturgebiet theoretisch ganz gut verstanden wird, macht das Übergangsgebiet zwischen + 150° C und - 100° C, das Auftreten der Schulter bzw. des zweiten Maximums Schwierigkeiten mit der Deutung. KRAUSE [19] schlägt zwei Ummagnetisierungsmechanismen vor: Die Blochwandverschiebung und die Blochwandwölbung (KERSTENsche Theorie). Mit diesen beiden Mechanismen können dann die Messungen beschrieben werden.

TRÄUBLE [35] jedoch meint, daß Blochwandwölbung wegen der hohen Biegesteifigkeit der Wände i. allg. keine Rolle spielt. Er erklärt das Übergangsgebiet folgendermaßen: Der Kristall ist bis knapp oberhalb des H_c - T - - Maximums noch in definierter Weise in Bereiche auf-

gespalten. Solange eine Bereichsstruktur existiert, werden die Blochwandbewegungen durch innere Spannungen weit stärker behindert als Drehprozesse. Dies bestimmt den Anstieg der Koerzitivkraft. Mit weiter steigender Temperatur kann sich die Bereichsstruktur ändern, insbesondere völlig zerstört werden. Damit fällt ein Teil der Blochwandbewegungen aus, was einen erneuten Anstieg der Koerzitivkraft zur Folge hat. Das zweite Maximum ist durch das endgültige Überwiegen der Drehprozesse bestimmt.

Diese Interpretation entspricht nur zum Teil unseren Beobachtungen. Im Tieftemperaturbereich konnten wir bei allen untersuchten Kristallen 180° - Wandverschiebungen sehen. Im Hochtemperaturgebiet war mit Ausnahme von verformten ⟨111⟩- Kristallen keine Bereichsstruktur an der Oberfläche zu sehen. Diese beiden Gebiete entsprechen also den geschilderten Vorstellungen.

Das Übergangsgebiet dagegen wird von einem anderen Prozess bestimmt. Dort sahen wir durchaus noch eine definierte Bereichsstruktur. Beim ⟨110⟩- Kristall (§ 3.7) stellten wir fest, daß mit zunehmender Verformung die Zahl der Querbereiche zunimmt. Es baut sich also eine neuartige Bereichsstruktur auf. Nach unseren Vorstellungen (§ 3.7) werden von der Sättigung herkommend bei Felderniedrigung gemäß Abb. 19 Bereiche mit Querphasen eingebaut, die sich dann durch 109° - Wandverschiebung vergrößern, die Magnetisierung herabsetzen und den Kristall magnetostriktiv dehnen. Zum Ummagnetisieren entstehen im Innern Gegenlängsphasen, die sich durch 109° - Wandverschiebung solange vergrößern, bis sie an die Oberfläche gewachsen sind.

Läuft dieser Prozess bei mittleren Temperaturen leichter ab als die 180° - Wandverschiebung, so wird mit seinem Einsetzen der Abfall der Koerzitivkraft verständlich. Da die Koerzitivkraft bei Wandverschiebungen einem Gesetz $H_c \sim |\lambda|\,|K_1|^{-1/n}$ folgt, muß sie mit zunehmender Temperatur auch wieder ansteigen. Die Schulter bzw. das zweite Maximum wird daher verständlich, wenn mit weiter steigender Temperatur die Drehprozesse überwiegen. Dann fällt die Koerzitivkraft bis zum Curiepunkt hin ab. TRÄUBLE [35] findet aus seiner statistischen Theorie für die Koerzitivkraft die Beziehung

$$H_c = \sqrt{\frac{2}{3}}\,\frac{(\ln \frac{L_3}{\delta})^{1/2}}{I_s (L_1 - L_2)^{1/2}}\,\frac{1}{\cos\varphi_1 - \cos\varphi_2}\,\sqrt{\rho_v \cdot \delta \cdot l \cdot (\lambda G b)^2}$$

Hierbei bedeuten: L_3 Blochwandabstand, L_1 x L_2 gleichzeitig bewegte Blochwandfläche, φ; Winkel zwischen Magnetisierung und Feld, I_s Sättigungsmagnetisierung, ρ_v Dichte der Versetzungen, δ Blochwanddicke, l Länge der zur Blochwand parallelen Versetzung, λ Magnetostriktionskonstante, G Schubmodul, b Burgersvektor.

Vergleichen wir die Koerzitivkraft für den Ummagnetisierungsprozess mit 180° - Wänden und den mit 109° - - Wänden bei gleicher Temperatur und machen die Voraussetzung, daß in beiden Fällen Blochwandabstand, Blochwandfläche, Dichte und Orientierung der Versetzung gleich seien: (Gleitebene $(11\bar{1})$, Burgersvektor $\langle 011 \rangle$, Versetzungslinie $\langle 2\bar{1}1 \rangle$)
Dann gilt

$$H_c = \text{const}\,\frac{\sqrt{\delta l}}{\cos\varphi_1 - \cos\varphi_2}$$

Im Falle der 180° - Wandverschiebung hat man Wände mit den Normalen $\langle 011 \rangle$ und $\langle 10\bar{1} \rangle$ und für die 109,47° -

- Wände die Normalen ⟨010⟩, ⟨100⟩ . Setzt man für die relativen Blochwanddicken

$\frac{\delta_{W,180}}{\delta_0} = 8{,}54$ bzw. $\frac{\delta_{W,180}}{\delta_0} = 7{,}91$ mit $\delta_0 = \sqrt{\frac{K_1}{A}}$

nach RIEDER [36]

A = Austauschkonstante, K_1 = Kristallenergiekonstante, so findet man

$H_{c_{180}} = \text{const.} \cdot 1{,}40$, $H_{c_{109}} = \text{const.} \cdot 2{,}58$

Wenn die Koerzitivkraft bei 109° - Wandverschiebung geringer sein soll als bei 180° - Wandverschiebung, so sind die gemachten Voraussetzungen falsch, insbesondere wohl die über die Blochwandfläche $L_1 \times L_2$, welche sich gleichzeitig bewegen kann. Sie müßte bei 109° - Wänden größer sein als bei 180° - Wänden, um unsere Deutung zu bestätigen.

Für den ⟨111⟩- Kristall gilt für die Koerzitivkraft ähnliches wie beim ⟨110⟩- Kristall. Bei ihm stellt sich ebenfalls mit der Verformung eine neue Bereichsstruktur ein. Die von der induzierten Anisotropie her günstigen Querphasen bestimmen den Ummagnetisierungsmechanismus, damit auch die Koerzitivkraft.

Beim ⟨001⟩- Kristall dagegen bleibt die Bereichsstruktur im wesentlichen erhalten. Die hohe Symmetrie für die leichten Richtungen und die betätigten Gleitsysteme lassen keine prinzipielle Bereichsumordnung zu. Man findet deshalb bei den H_c - T - Kurvenscharen auch nur ein Maximum, welches den Hoch- von dem Tieftemperaturbereich trennt. Im Kerrexperiment wurden bei tiefen Temperaturen 180° - Wände gefunden, während es bei hohen Temperaturen so aussieht, als ob sich dort der verformte Kristall durch Drehung der Magnetisierung ummagnetisiert (§ 6.2).

7.2 Anfangssuszeptibilität

Beim unverformten (110)- Kristall nimmt die Anfangssuszeptibilität χ_A mit steigender Temperatur monoton zu und erreicht bei etwa 200° C ein Zwischenmaximum. Oberhalb des anschließenden Minimums strebt sie einem knapp unterhalb der Curietemperatur gelegenen Höchstwert zu, um dann steil abzufallen. Mit steigender Verformung ändert sich folgendes: Oberhalb von + 150° C nimmt die Anfangssuszeptibilität ab. Unterhalb dieser Temperatur jedoch steigt sie bei schwacher Verformung zunächst auf etwa den doppelten Wert an, um dann rasch mit weiterer Verformung monoton abzufallen. Dabei wird der χ_A - T - Verlauf immer flacher, das Zwischenmaximum verschwindet. Bei stärkerer Verformung bildet sich ein vom Hoch- und Tieftemperaturbereich durch Knicke abgesetzter, schwach durchhängender Kurvenabschnitt aus, der allerdings nur sehr schwach zu erkennen ist. Die Messung der Anfangssuszeptibilität, die dieser Beschreibung zugrunde liegt, stammt von RIEDER [21].

Bei der Interpretation der Anfangssuszeptibilitätsmessungen macht TRÄUBLE wieder die Unterteilung in ein Tief- , Hoch- und ein Übergangsgebiet, die durch die gleichen Prozesse wie bei der Koerzitivkraft gekennzeichnet sind, also durch Wandverschiebung, Drehprozesse und durch Auflösung der Bereichsstruktur in einem Zwischengebiet zwischen den beiden Bereichen.

Statt Wandverschiebung kann im Tieftemperaturgebiet auch Blochwandwölbung vorliegen. Das Experiment kann zwischen den beiden Mechanismen nicht unterscheiden. Der Gang der Verformungsabhängigkeit spricht jedoch für Wandverschiebung.

Das Übergangsgebiet ist bei verformten Kristallen an den Messkurven sehr viel schwächer zu erkennen

als bei denen der Koerzitivkraft und ist außerdem zu höheren Temperaturen hin verschoben. Es hat nach TRÄUBLE seine Ursache im Auflösen der Bereichsstruktur zugunsten einer von inneren Spannungen bestimmten undefinierbaren Struktur infolge des Absinkens der Kristallenergie. Damit entfällt der Magnetisierungsanteil der Wandbewegung und es kommt zu einem Buckel in der χ_R - T - Kurve.

Im Hochtemperaturgebiet bestehen einige feine Unterschiede zwischen den Magnetisierungsvorgängen, die für die Koerzitivkraft und die Anfangssuszeptibilität verantwortlich sind: Die für die Anfangssuszeptibilität maßgebenden sehr kleinen Drehungen sprechen äußerst empfindlich auf die Form und die Formänderung des Anisotropiekörpers an, während dies bei den die Koerzitivkraft bestimmenden Drehungen um große Winkel nicht der Fall ist.

Die Deutung des Hoch- und Tieftemperaturbereiches entspricht unseren Kerrbeobachtungen. Für das Übergangsgebiet schlagen wir jedoch bei dem verformten ‹110›-Kristall eine Deutung über eine neue von der induzierten Anisotropie bedingten Bereichsstruktur vor. Nicht mehr die Bewegung der 180° - Wände (Typ ‹110›), sondern die von $109{,}47^\circ$ - Wänden (Typ ‹100›) verursachen die Magnetisierungsänderung. Die andere Dicke der $109{,}47^\circ$ - Wand und ihre andere Orientierung gegenüber den Versetzungen bedingen die sehr schwache (nur an der Originalkurve zu erkennenden) Knicke in den χ_R- T - Kurven. Man kann daraus schließen, daß für sehr kleine Magnetisierungsänderungen sich die Wandtypen ähnlich in ihrer Beweglichkeit verhalten.

8. Zusammenfassung

Die Bereichsstrukturen verformter Nickeleinkristalle mit unterschiedlichen Orientierungen werden in Abhängigkeit von Temperatur und Feldstärke mit dem Kerreffekt untersucht. Die plastische Verformung bewirkt charakteristische Änderungen der Bereichsstruktur, die sich durch eine zusätzliche induzierte Anisotropie beschreiben lassen, die der Kristallenergie überlagert ist. Diese induzierte Anisotropie hängt von den betätigten Gleitsystemen ab und ist damit eine Funktion der Kristallorientierung.

Bei Betätigen von nur 2 Gleitsystemen der gleichen Gleitebene wird beim ⟨110⟩- Kristall die Magnetisierungsphase parallel zur Gleitebenennormale bevorzugt, was sich z.B. beim Ummagnetisieren durch die Bildung von Schrägplatten parallel zu dieser Magnetisierungsrichtung bemerkbar macht. Der stärker verformte ⟨110⟩- Kristall baut Querphasen gemäß Abb. 19 ein.

Die Struktur des um 18° fehlorientierten ⟨110⟩- Kristalls ähnelt der des ⟨110⟩- Kristalls und entspricht bezüglich der Phasenverteilung den Erwartungen der Theorie. Der verformte Kristall baut bei kleinen Feldern eine Bereichsstruktur aus Querbereichen auf.

Der ⟨111⟩- Kristall betätigt nach plastischer Verformung ebenfalls einen hohen Prozentsatz von Querphasen.

Der ⟨001⟩- Kristall dagegen bewahrt seiner hohen Symmetrie wegen seine Bereichsstruktur weitgehend auch nach Verformung.

Im Tieftemperaturbereich, der mit zunehmender Verformung bei immer niedrigeren Temperaturen endet, magnetisieren alle untersuchten Kristalle durch 180° - Wandverschiebung um, im Hochtemperaturgebiet durch Drehung. Bei den Kristallen, die eine Umordnung der Bereichsstruktur bei mittleren Temperaturen aufweisen, spiegelt sich dieses in der Koerzitivkraft und Anfangssuszeptibilitätskurve wider.

Die Bereichsbreiten aller Kristalle mit Plattenstruktur nehmen mit steigender Verformung ab und haben dann einen immer undifferenzierteren Verlauf. Auf der Hysterese findet man meist nur 2 Bereichsbreiten. Eine schmale, wenn man von hohen Feldstärken herkommt und eine breitere nach dem Ummagnetisieren.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] L.NÉEL, J.Phys. Radium 5, 241 (1944)

[2] H. LAWTON, K.H. STEWART, Proc.Roy.Soc.London A 193 (1948)

[3] W.F. BROWN, J. Micromagnetics, New York - London 72 (1963)

[4] H. KRONMÜLLER, Z. angew. Phys. 23.3.130 (1967)

[5] A. HUBERT, Dissertation München 1966

[6] Ch. SCHWINK und H.SPREEN, Phys.stat.sol. 10.57 (1965)

[7] Ch. SCHWINK und O.GRÜTER, Phys.stat.sol. 19.217 (1967)

[8] H. FREY, O. GRÜTER, D. KRAUSE, Ch. SCHWINK, Z. angew. Phys. 18.461 (1965)

[9] Ch. SCHWINK, G. DEDIĆ, Z. angew. Phys. 21.338 (1966)

[10] H. SPREEN, Phys.Stat.sol. 24.413 (1967)

[11] H. SPREEN, Phys.Stat.sol. 24.431 (1967)

[12] L. NÉEL, J.Phys.Radium 5 (1944) 265

[13] A. SCHAUER, Z. angew. Phys. 16.90 (1963)

[14] Chr. GREINER, Z. angew. Phys. 16.325 (1963)

[15] H. TRÄUBLE, Z. Metallkunde 53.211 (1962)

[16] A. HUBERT, Phys.stat. sol. 22.709 (1967)

[17] G. RIEDER, Z. angew. Phys. 4.187 (1957)

[18] K. PFEIFFER, Diplomarbeit München 1965

[19] D. KRAUSE, Z.Phys. 16°.239 (1962)

[20] D. DIETRICH, E. KNELLER, Z.Metallkd. 47.716 (1956)

[21] H. RIEGER, Phys.stat.sol. 8.283 (1965)

[22] H. RIEGER, Z. angew. Phys. 15.232 (1963)

[23] E. KÖSTER, Phys. stat. sol. 19.153 (1967)

[24] E. Köster, Phys.stat.sol. 19,153 (1967)

[25] K. PFEIFFER, Dissertation München 1968 unveröffentl.

[26] H. SPREEN, Vortrag Dresden 1966 A.B. Magnetismus

[27] J. KRANZ, A. HUBERT, Z.angew.Phys. 15.3.220 (1963)

[28] H. FREY, Diplomarbeit München 1964

[29] O. GRÜTER, Dissertation München 1968
[30] O. GRÜTER, Diplomarbeit München 1964
[31] U. PATZ, D. KRAUSE, Z.angew. Phys. 21.342 (1966)
[32] D. KRAUSE, private Mitteilung
[33] PHILLIP, Diplomarbeit München 1966
[34] P. BAMMES, Diplomarbeit München 1967
[35] H. TRÄUBLE in A. SEEGER, Moderne Probleme der Metallphysik II, Berlin-Heidelberg-New York 1966
[36] G. RIEDER, Z. Naturforsch. 14a.96 (1959)

A n h a n g

Möglichkeiten zur Bestimmung der Magnetisierungsrichtungen in WEISSschen Bezirken mit Hilfe des magnetooptischen KERReffekts.

I. DREHMETHODE (H fest, ϑ variabel)

Ein Teil eines Bereichs wird ausgeblendet und die von ihm reflektierte Intensität in Abhängigkeit von dem Winkel ϑ zwischen Einfallsebene und der Richtung des angelegten Feldes gemessen. Das einfallende Licht habe die Komponenten $\sin\psi$ parallel zur Einfallsebene und $\cos\psi$ senkrecht zu ihr. Aus den VOIGTschen Formeln folgt für die KERRamplituden:

$$K_{\parallel} = -2 M_L \cos(\vartheta - \varphi) K_T \sin\psi + (-M_P K_P + M_L \cos(\vartheta + \varphi)) \cos\psi$$

$$K_{\perp} = (M_P K_P + M_L \sin(\vartheta + \beta) K_L) \sin\psi$$

mit M_L = Magnetisierung in Probenoberfläche
M_P = Magnetisierung polar zur Probenoberfläche
ϑ = Winkel zwischen Einfallsebene und Feldrichtung
β = Winkel zwischen Magnetisierung und Feldrichtung
K_L, K_T, K_P = KERRkonstante des longitudinalen, transversalen und polaren Effektes

Wählt man $\psi \approx 0$, so braucht als KERRamplitude nur
$K_{\parallel} = -M_P K_P + M_L \cos(\vartheta + \beta)$
berücksichtigt werden. Normal wird eine Amplitude N reflektiert, die stark von der lokalen Beschaffenheit der Probe, also deren Vorbehandlung abhängt. Insgesamt wird die Amplitude N + K reflektiert. Normieren wir die Phasen so, daß $K_{\parallel}$ reell ist und schreiben

dafür $A = N(\vartheta) + K_n$

und bilden die Intensität: $J = AA^* = \nu^2(\vartheta) + 2\nu(\vartheta)K_n(\vartheta) + K_n^2(\vartheta)\nu^*(\vartheta)$

$(N(\vartheta) = \nu(\vartheta) + \nu^*(\vartheta))$ $K_n^2 \approx 0$

$$J = \nu^2(\vartheta) + \nu^{*2}(\vartheta) + 2\nu(\vartheta)[-M_p K_p + M_L \cos(\vartheta + \beta) K_L + I_o(\vartheta)]$$

Eine nicht kohärente Untergrundintensität $I_o(\vartheta)$ ist noch hinzugefügt. Gesucht ist β. Bekannt ist nur ϑ, dagegen nicht $\nu, \nu^*, I_o, M_p, K_p, M_L, K_L$. Die unbekannten Größen lassen sich nicht gesondert variieren. Nimmt man noch zwei Kurven mit bekanntem β hinzu (Sättigung), läßt $M_{p_2} = -M_{p_3} =$ konstant, so hat man 3 Gleichungen und 5 Unbekannte. Hinzufügen einer weiteren Gleichung mit bekanntem β bringt nichts, da mit jeder neuen Gleichung ein neues unbekanntes M_p hinzukommt. Eine Bestimmung von β ist nur in folgenden Fällen möglich:

1) Ist M_p, K_p klein gegen M_L, K_L oder gleich Null, so ist das Gleichungssystem für β bestimmt. Man kann aus den Nullstellen von $I_s - I_o$ auf β schließen.

$$J_{diff} = J_s - J_o = 2\nu(\vartheta)[(M \quad M)K - 2MK \sin(\vartheta + \tfrac{\beta_1+\beta_2}{2})\sin(\tfrac{\beta_1-\beta_2}{2})]$$

2) β ist bestimmbar, wenn ν nur wenig von ϑ abhängt oder konstant ist.

3) Wenn sich die Differenzkurve I_{diff} genügend genau nach Fourier analysieren läßt und $\nu(\vartheta)$, $\sin(\vartheta + \frac{\beta_1+\beta_2}{2})$ nicht enthält, kann man $\beta_{1,2}$ finden.

II. Absolutmethode über KERRhysterese
(ϑ fest, H variabel)

Bei dieser Methode wird die KERRhystereseschleife aufgenommen, indem man entweder einen einzelnen Bereich ausblendet oder bei besonderer Lage der Probe mehrere Bereiche gleichzeitig, und die reflektierte Intensität in Abhängigkeit von der wirkenden Feldstärke mißt. Von einem einzelnen Bereich wird folgende Intensität reflektiert

$$J = r^2(\vartheta) + r''^2(\vartheta) + I_0(\vartheta) + 2r(\vartheta)[-M_p(H)K_p + M_L K_L \cos(\vartheta + \beta(H))]$$

Bezeichnungen wie oben, H = Feldstärke
Mit H wird M_p und β variiert. Alle anderen Größen bleiben konstant. Ist M_p (H) bekannt, so kann man aus zwei bekannten Werten für β und dem von ϑ eine Eichkurve für β aufstellen und mit ihr den unbekannten β - Wert ermitteln. Ein sicherer Wert für β ist immer die Sättigung, in speziellen Fällen auch die Remanenz. Nimmt man die beiden Sättigungswerte als Eichpunkte, so legt man günstigerweise ϑ so, daß $\cos(\vartheta + \beta) \approx 0$, da sich in diesem Gebiet cosam stärksten ändert. Hierbei muß man u.U. in Kauf nehmen, daß sich die Sättigungswerte zu wenig unterscheiden, z.B. wenn das gesuchte β klein ist. Wenn man in diesem Fall nicht die ganze Hystereseschleife aufnehmen kann, ist es sinnvoll, für $\vartheta = 0, \pi$ einzustellen.

Diese Verfahren sind nur anwendbar, wenn nur ein einzelner Bereich ausgeblendet wird. Magnetisiert sich die Probe durch Wandverschiebung um, so sind in diesem Gebiet die Voraussetzungen verletzt, ebenso bei Bereichsaufspaltung bei höheren Feldstärken. Ausblenden eines einzelnen Bereiches bringt Intensitätsschwierigkeiten mit sich. Das Signal- Rauschverhältnis wird ungünstig. In besonderen Fällen kann man mehrere Bereiche gleichzeitig ausblenden. Nimmt man

zwei Phasen der Magnetisierung mit den Oberflächenvolumina V_1, V_2 und den Magnetisierungsrichtungen β_1, β_2, so erhält man als reflektierte Intensität:

$$J = J(\vartheta) + J_0 + \nu(\vartheta)[V_1(-M_p K_p + M_L K_L \cos(\vartheta+\beta_1)) + V_2(-M_p K_p + M_L K_L \cdot \cos(\vartheta+\beta_2))]$$

Ist $V_1 = V_2 = V$, vereinfacht sich I zu:

$$J = J(\vartheta) + J_0 + V\nu(\vartheta)[(-M_{p_1} + M_{p_2})K_p + 2M_L K_L \cos(\vartheta + \tfrac{\beta_1+\beta_2}{2})\cos(\tfrac{\beta_1-\beta_2}{2})]$$

Eichpunkte sind wieder die Sättigungswerte, bei denen $\beta_1 = \beta_2$ ist. Bei konstantem M_p läßt sich β_1, β_2 durch Messen bei zwei Werten von ϑ ermitteln. In dem Fall $\beta_1 = \beta_2$, in dem beide Phasen gleichmäßig zur symmetrischen Sättigungslage drehen, hat man als reflektierte Intensität:

$$J = J(\vartheta) + J_0 + \nu(\vartheta)V[(-M_{p_1} - M_{p_2})K_p + 2M_L K_L \cos\vartheta \cos\beta]$$

Man hat das gleiche Messproblem wie oben. Durch Messen bei zwei verschiedenen Werten von ϑ kann man auch das unbekannte M_p eliminieren. Ist $V_1 \neq V_2$, aber $V_1/V_2 = A$ z.B. aus einer Aufnahme der Bereichsstruktur bekannt, so gilt für die reflektierte Intensität:

$$J = J(\vartheta) + \nu(\vartheta)[V_1(-M_{p_1}K_p + M_L K_L \cos(\vartheta+\beta_1)) + V_2(M_{p_2}K_p + M_L K_L \cos(\vartheta+\beta_2))]$$

und bei Sättigung ist $\beta_1 = \beta_2 = 0$:

$$J_s - J_0 = \nu(\vartheta)\{V_1[(-M_{p_1}-M_{p_2})K_p - M_L K_L \sin(\vartheta+\tfrac{\beta_1}{2})\sin\tfrac{\beta_1}{2}] + A[(M_{p_1}-M_{p_2})K_p - 2M_L K_L \sin(\vartheta+\tfrac{\beta_2}{2})\sin\tfrac{\beta_2}{2}]\}$$

Allgemein ist keine Auflösung für β_1, β_2 möglich. Sie ist zu finden, wenn

1) $\nu(\vartheta)$ bekannt oder konstant ist. Dann kann durch Variation von ϑ auf β_1, β_2 geschlossen werden.

2) $\beta_1 = -\beta_2$, dann ist im Fall $\vartheta = 0$ I unabhängig von V_1, V_2. Man hat den oben behandelten Fall.

Prinzipiell ist eine Bestimmung der Magnetisierungsrichtungen mit Hilfe des KERReffektes möglich. Voraussetzung für eine erfolgreiche Messung ist genügend hoher Kontrast. Man muß die einzelnen Intensitätsunterschiede genau genug messen können.

ABBILDUNGEN

TABELLE I

Liste der betätigten Gleitsysteme

	Fall	Gleitebene	Burgersvektor
<110>- Kristall	1a	(11$\bar{1}$)	<101>
	1b	(11$\bar{1}$)	<011>
	2	(111)	<10$\bar{1}$>
		(111)	<01$\bar{1}$>
<111>- Kristall	3	(11$\bar{1}$)	<101>
			<011>
		(1$\bar{1}$1)	<011>
			<110>
		($\bar{1}$11)	<110>
			<101>
<001>- Kristall	4	(111)	<$\bar{1}$01>
			<0$\bar{1}$1>
		($\bar{1}$11)	<0$\bar{1}$1>
			<110>
		($\bar{1}\bar{1}$1)	<101>
			<011>
		(1$\bar{1}$1)	<011>
			<$\bar{1}$01>

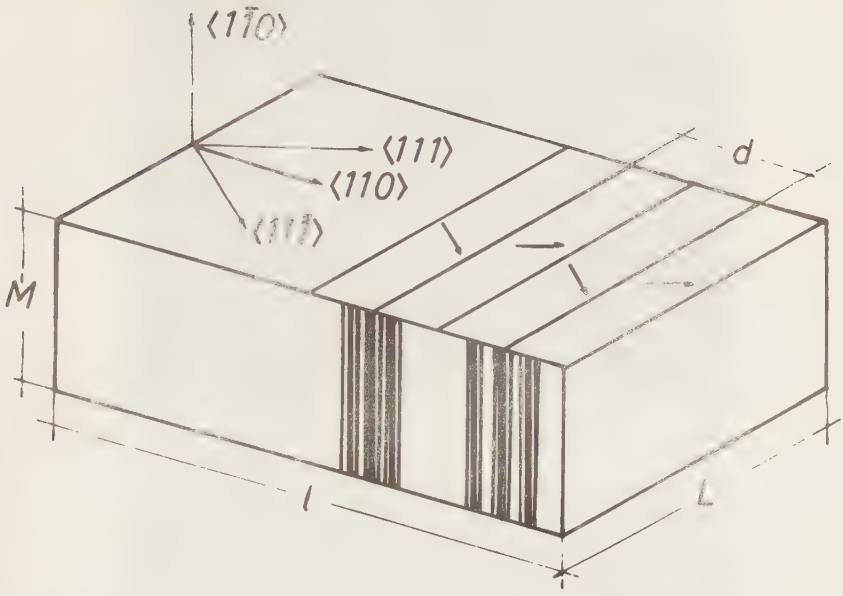


Abb. 1 Schematisches Modell zur Geometrie eines ⟨110⟩ - - Kristalles

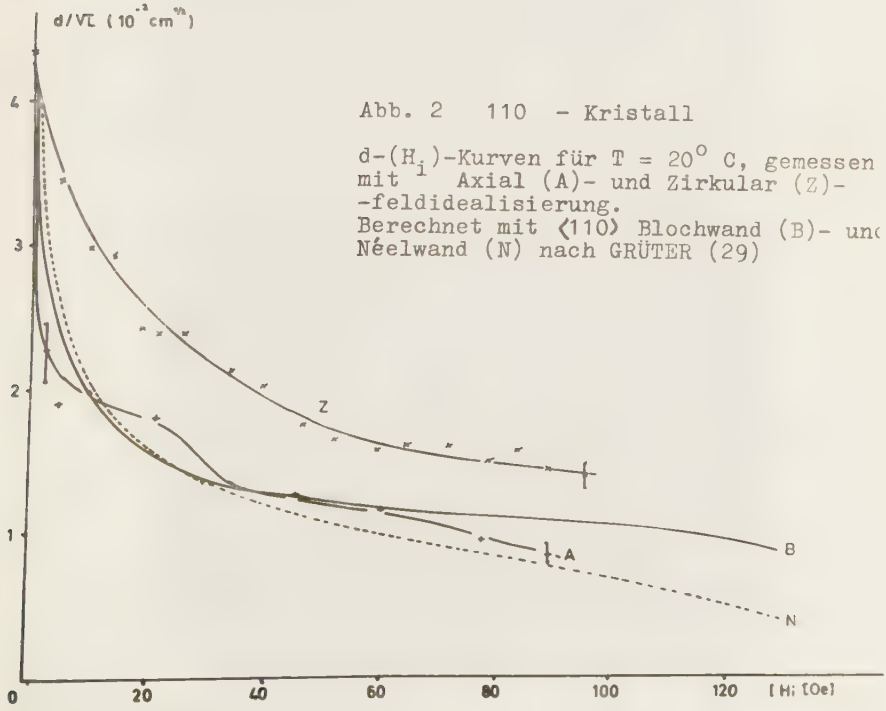


Abb. 2 110 - Kristall

d-(H_i)-Kurven für T = 20° C, gemessen mit Axial (A)- und Zirkular (Z)- -feldidealisierung.
Berechnet mit ⟨110⟩ Blochwand (B)- und Néelwand (N) nach GRÜTER (29)

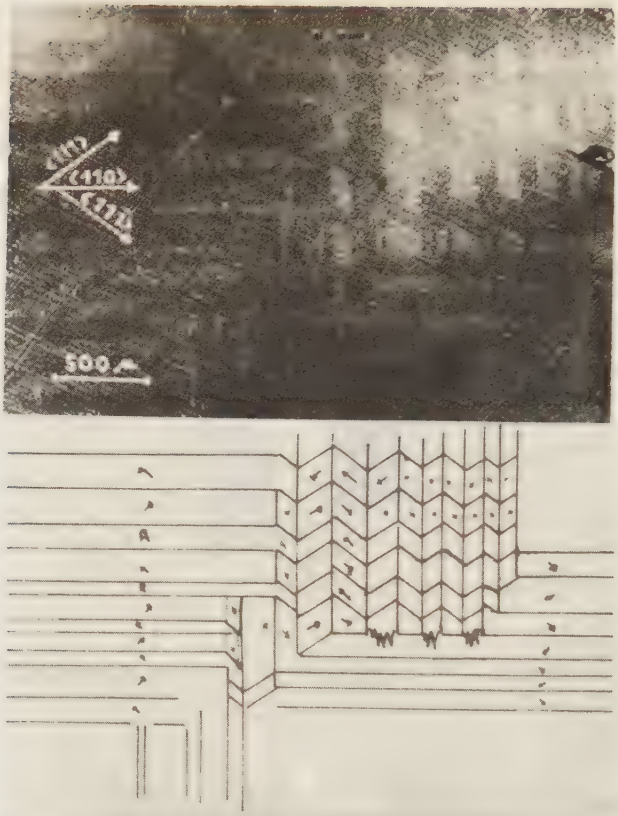


Abb. 3 Struktur und Magnetisierungsverteilung an der Oberfläche nach Zirkularfeldidealisierung eines unverformten ⟨110⟩ - Kristalls im Bereich $H_i = 0$

Abb. 4 Platten beim ⟨110⟩ - Kristall, $T = 20^{\circ}$ C, $H_i = 8$ Oe

Abb. 5 a) Fischgrätenmuster auf den Seitenflächen eines unverformten ⟨110⟩ - Kristalls

Abb. 5 b) Tannenbaummuster auf den Seitenflächen eines unverformten ⟨110⟩ - Kristalls

Abb. 6 Gegenmagnetisierter Keil beim unverformten ⟨110⟩ - - Kristall

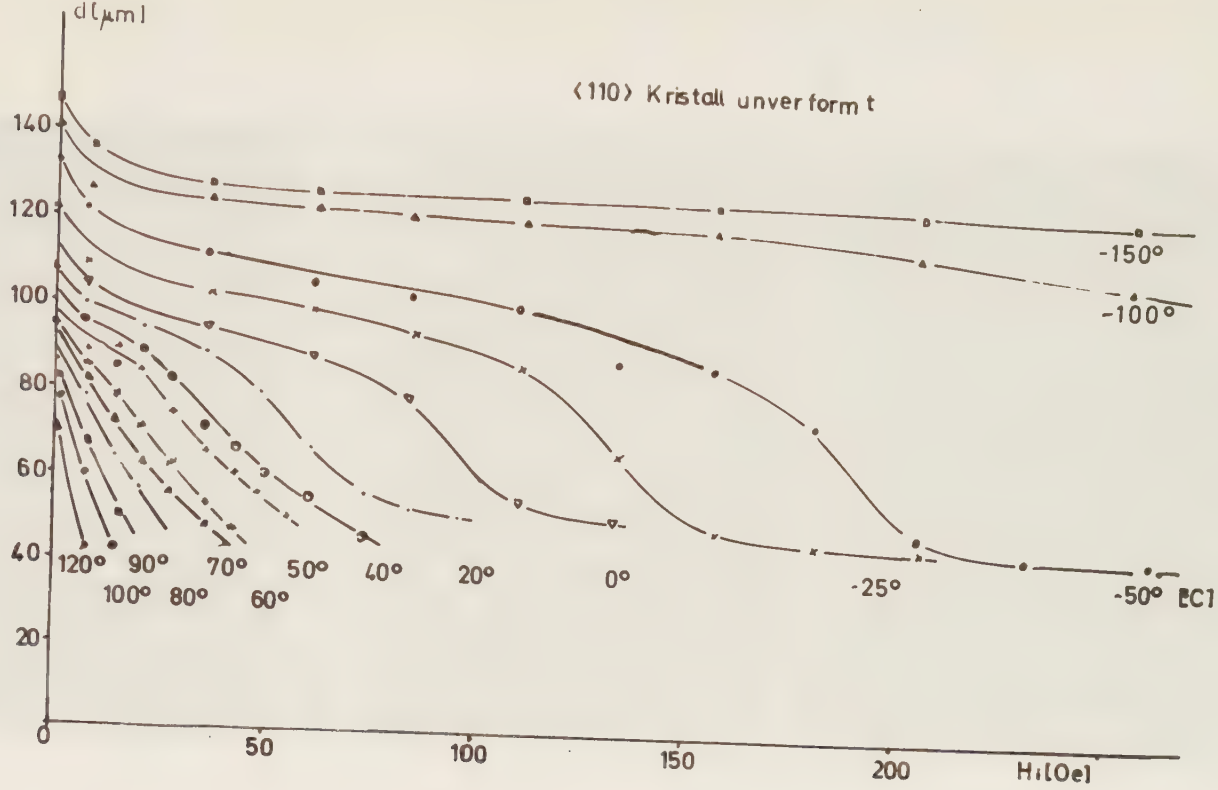

d[µm]
⟨110⟩ Kristall unverformt
140
120
100
80
60
40
20
0
50
100
150
200
H[Oe]
-150°
-100°
120°
90°
70°
50°
40°
20°
0°
-25°
-50°
EC]
100°
80°
60°

Abb. 7

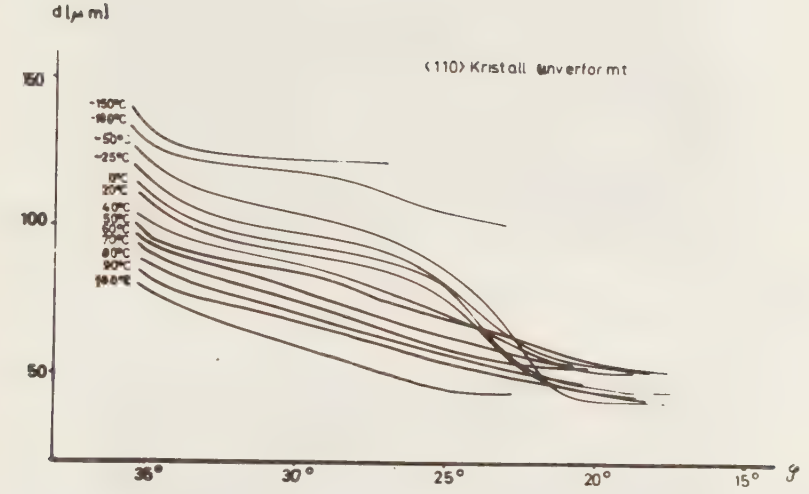


Abb. 8 d - φ Kurven beim ⟨110⟩ - Kristall unverformt

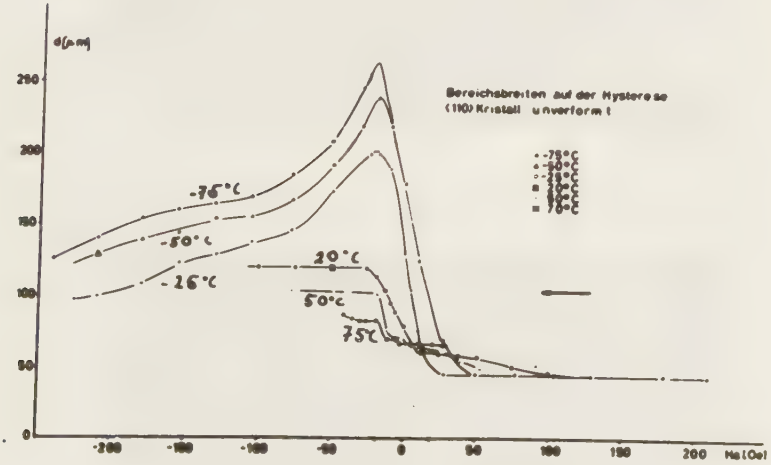


Abb. 9 Bereichsbreiten auf der Hysterese, ⟨110⟩ - Kristall unverformt

Abb. 10 Unterschiedlich breite Platten bei einem ⟨110⟩ - - Kristall, τ = 0,4 kp/mm^2, T = 20° C, $H_i \neq 0$

Abb. 11 Bevorzugung der ⟨11$\bar{1}$⟩-Richtung beim Ummagnetisieren des unformten 110 -Kristalls, τ = 0,4 kp/mm^2, T = 20°C, H_i = 0

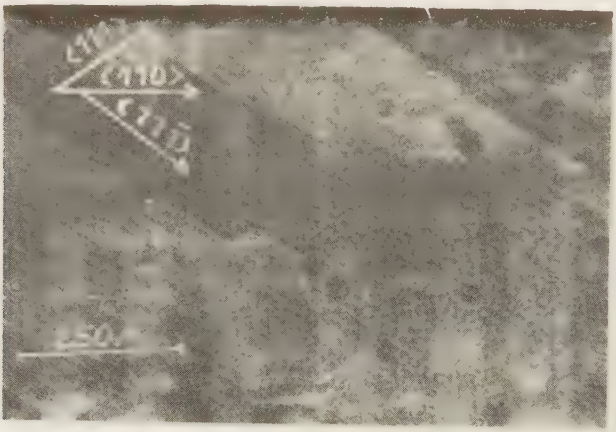


Abb. 12 Entstehung der "Schrägplatten" aus gegenmagnetisierten Keilen bei der Ummagnetisierung eines verformten ⟨110⟩- Kristalls; τ = 0,44 kp/mm^2, T = 20°C, H_i = 0

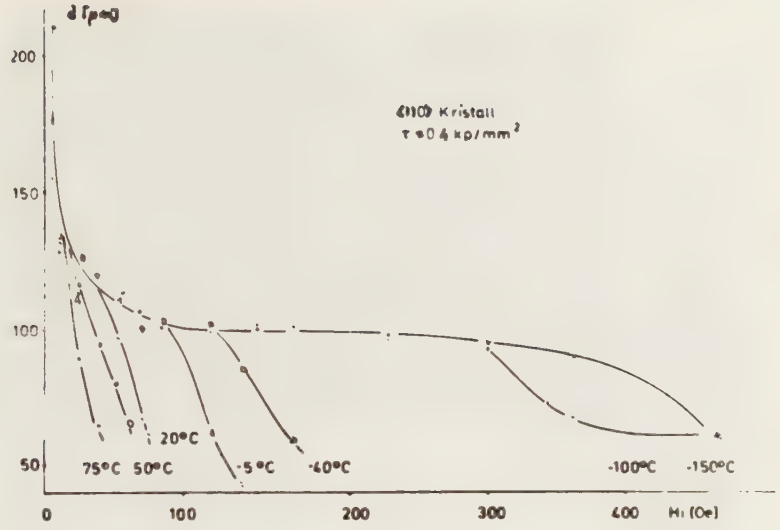


Abb. 13 d-(H_i)-Kurven beim ⟨110⟩ - Kristall nach einer Verformung von $\tau = 0{,}4$ kp/mm²

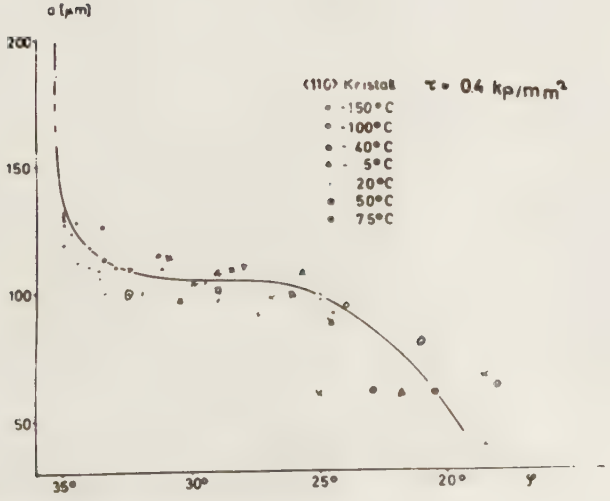
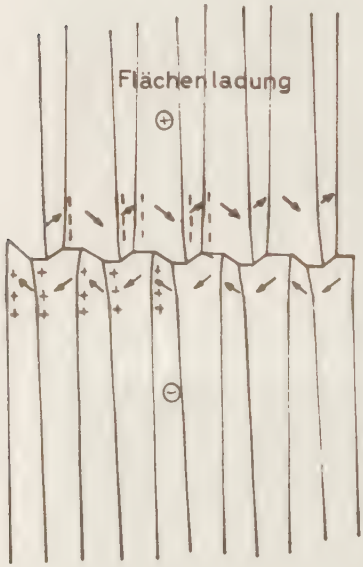


Abb. 14 d- φ Kurven beim ⟨110⟩ - Kristall nach einer Verformung von $\tau = 0{,}4$ kp/mm²

Abb. 15 Enge Streifen beim 110 - Kristall nach einer Verformung von = 0,75 kp/mm^2 (Die zwei schwarzen Balken sind oberflächliche Kleinwinkelkörner).



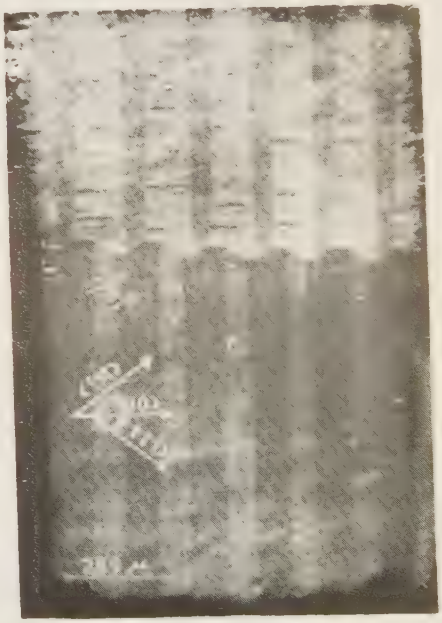
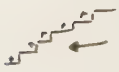
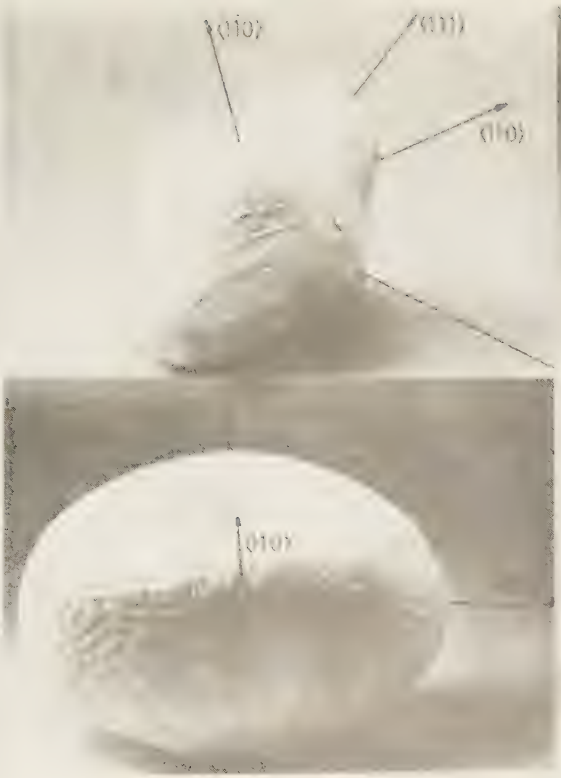


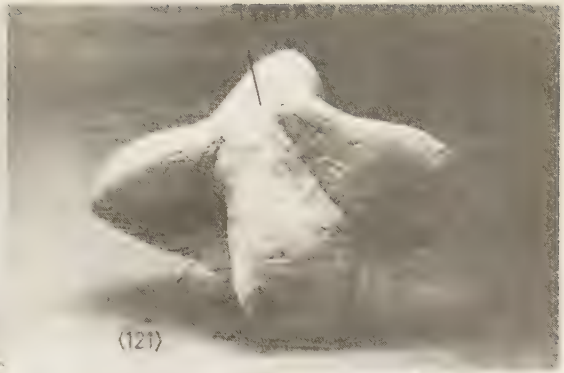
Abb. 16 Keilförmige Bereiche an der Oberfläche eines fehlorientierten unverformten 110 - Kristalls (Magnetisierungskomponente parallel zur Oberflächennormale)

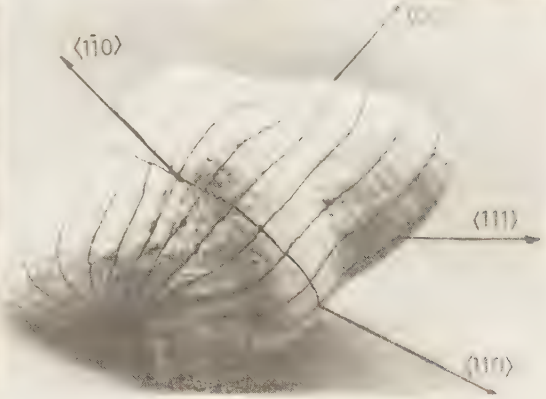


Geladene Oberfläche durch herausgelaufene Versetzungen

Geladene Oberfläche durch Fehlorientierung


⟨1̄10⟩
⟨111⟩
⟨110⟩
⟨010⟩


⟨121⟩


⟨1̄10⟩
⟨111⟩
⟨11̄1⟩

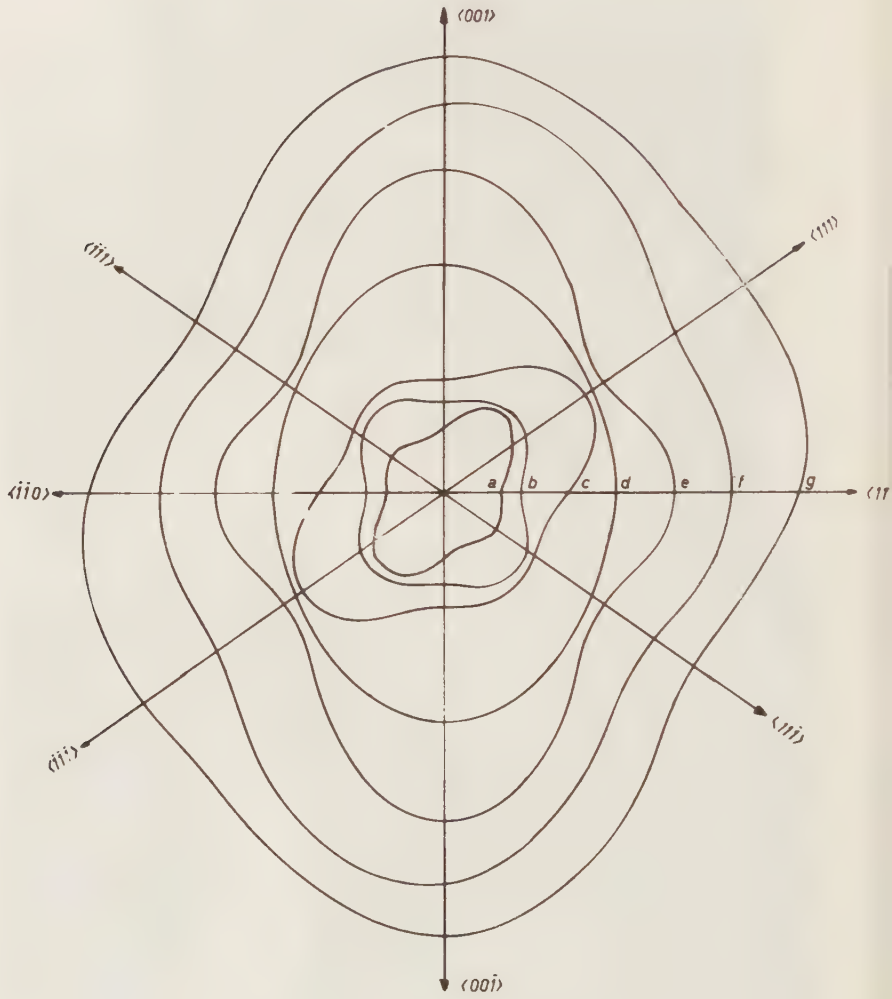
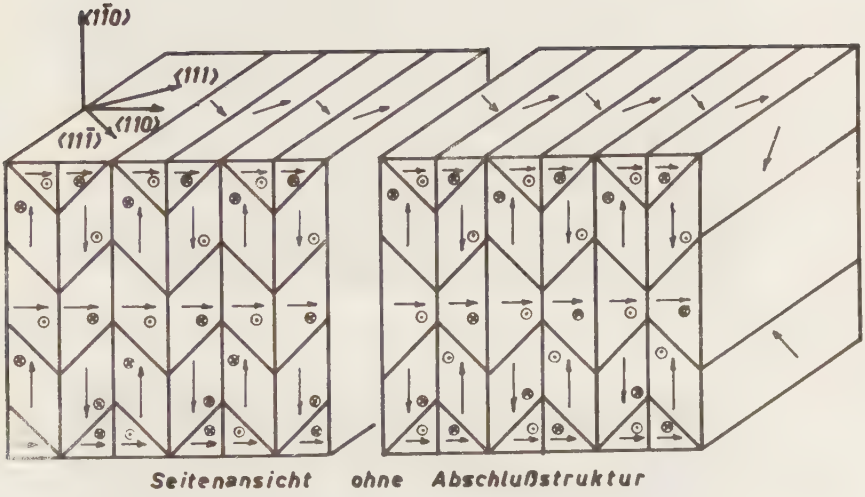


Abb. 18 Symmetrie der Anisotropieenergie in der $(1\bar{1}0)$-Ebene (Beobachtungsebene)
a) Induzierte Zusatzenergie bei Betätigung der Gleitsysteme des Falles (1a) und (1b) der Tabell
b) des Falles (2)
c) des Falles (3)
d) des Falles (4)
e) normale Kristallenergie
f) Überlagerung von a) und e)
g) Überlagerung von c) und e)



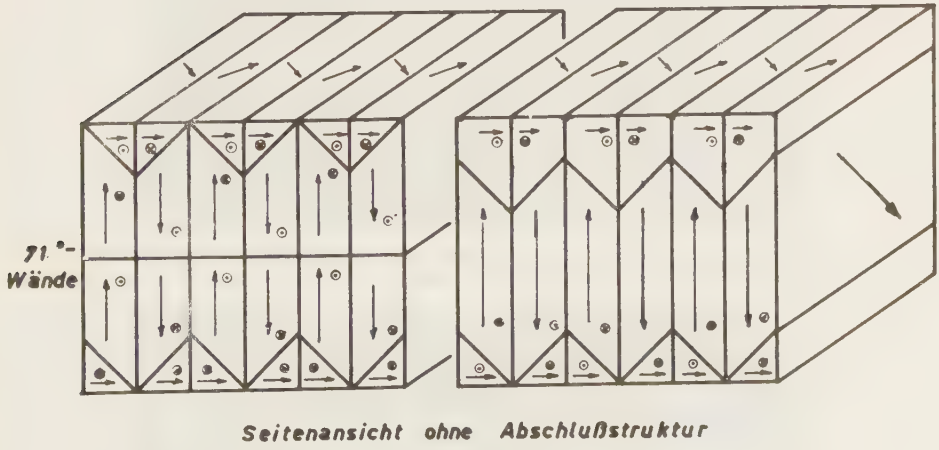


Abb. 19 Mögliche Modelle zur Bereichs-struktur des ⟨110⟩-Kristalls bei Betätigung von Querphasen

Abb. 20 Übersichtaufnahme bei einem verformten ⟨110⟩- Kristall. Es gibt Gebiete mit bevorzugten hellen und dunklen Streifen.

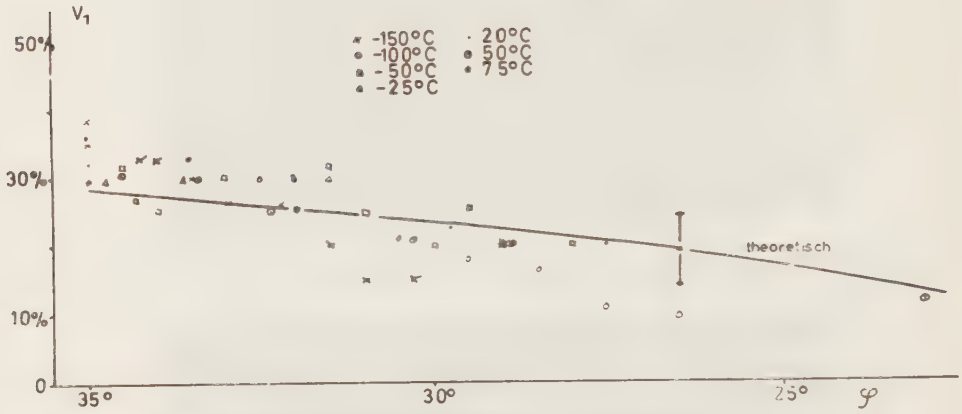
Abb. 21 Gleitlinienspuren auf einer $(1\bar{1}0)$-Oberfläche beim ⟨110⟩- Kristall, $\tau = 1{,}4$ kp/mm^2

Abb. 22 Stark verformter polierter ⟨110⟩-Kristall. Im polarisierten Licht erscheinen die unterschiedlich abgeglittenen Bereiche verschieden hell.

Abb. 23 Bereichsstruktur des unverformten um 18° fehlorientierten ⟨110⟩- Kristalls

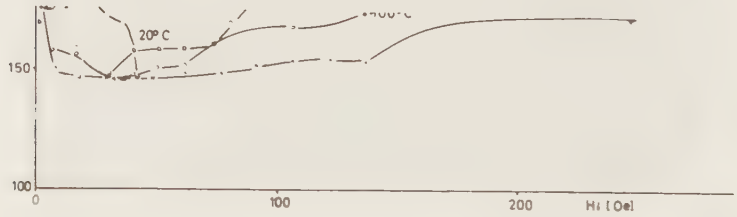
Abb. 24 Bereichsstruktur des verformten 18° fehlorientierten ⟨110⟩ - Kristalles, τ = 0,4 kp/mm^2, H_i = 50 Oe

Abb. 25 Schrägstreifen beim verformten 18° fehlorientierten ⟨110⟩ - Kristall, τ = 0,66 kp/mm^2, H_i = 0



Phasenvolumen V_1 des um 18° fehlorientierten ⟨110⟩ Kristalls

Abb 26



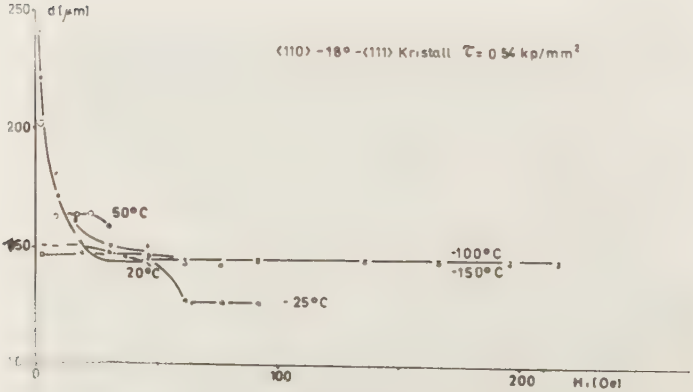


Abb. 27 d-(H_i)-Kurven beim 18° fehlorientierten ⟨110⟩-Kristall

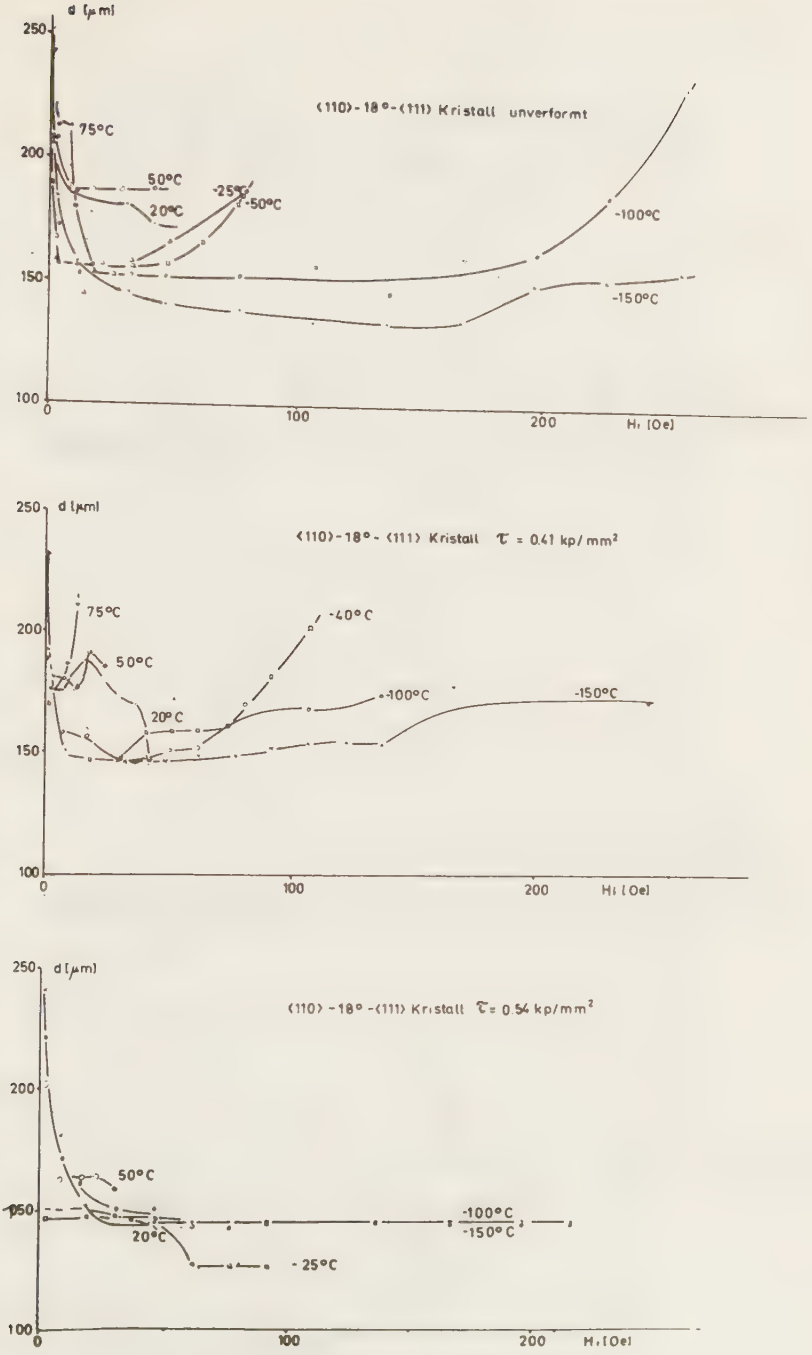
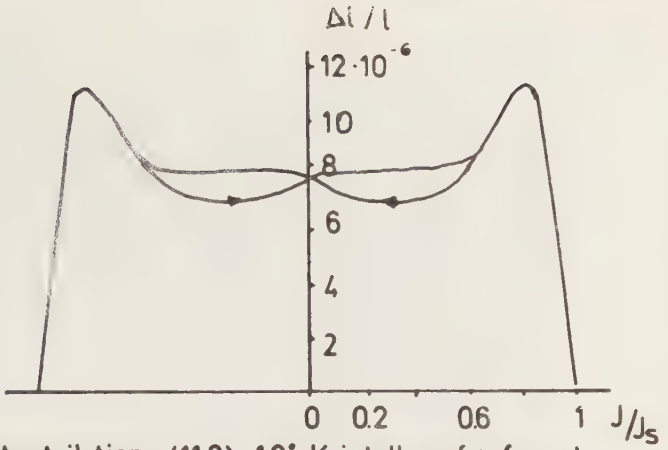
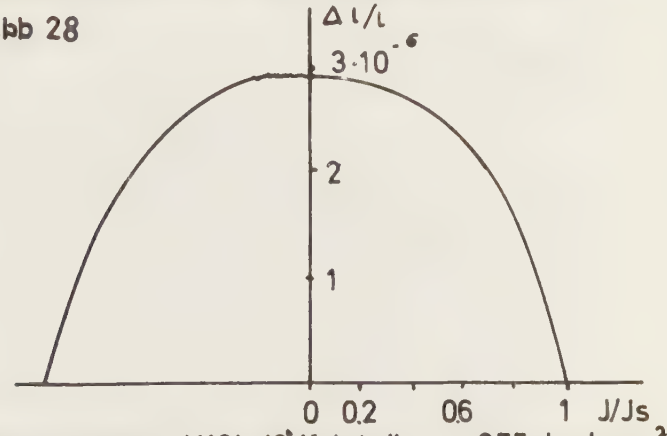


Abb. 27 d-(H_i)-Kurven beim 18° fehlorientierten ⟨110⟩-Kristall



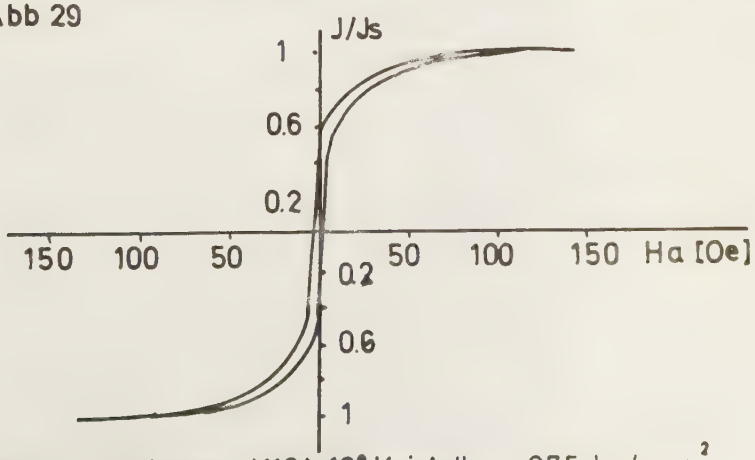
Magnetostriktion ⟨110⟩-18°-Kristall unverformt

Abb 28



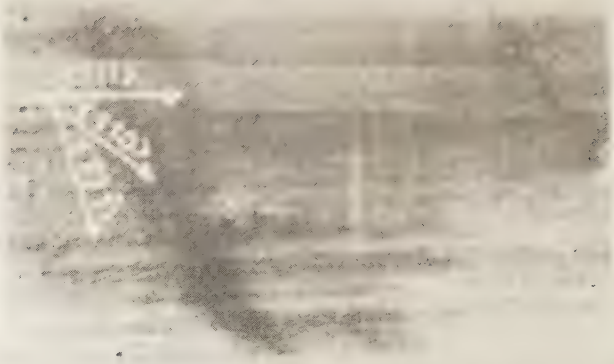
Magnetostriktion ⟨110⟩-18°-Kristall $\tau = 0.75$ kp/mm²

Abb 29



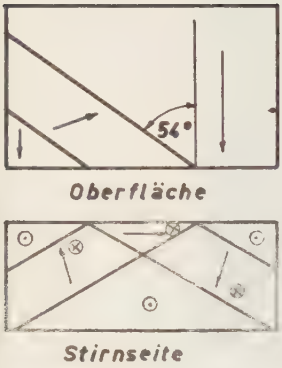
Magnetisierungskurve ⟨110⟩-18°-Kristall $\tau = 0.75$ kp/mm²

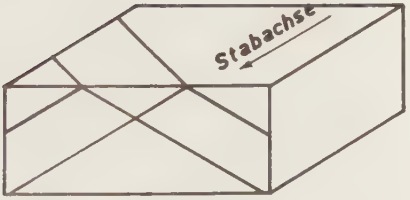
Abb 30



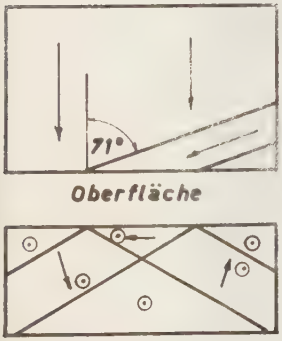
100 A

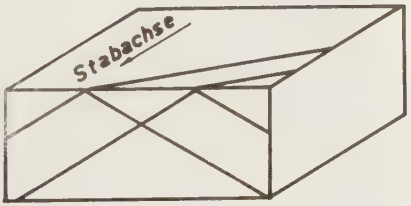
Modell zum 54°-Streifen



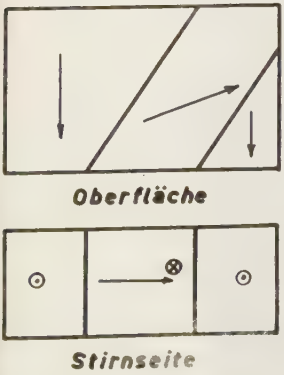


Modell zum 71°-Streifen





Modell zum 35°-Streifen



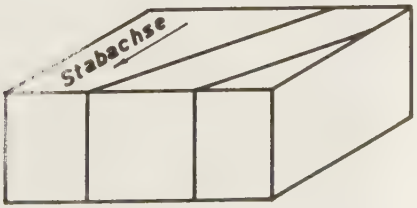


Abb. 34 Mögliche Modelle der Bereichsstruktur beim ⟨111⟩-Kristall

Abb. 35 Bereichsstruktur des ⟨111⟩ - Kristalls nach plastischer Verformung, $\tau = 0{,}63$ kp/mm^2, $H_i = 0$, $T = -150^\circ$C

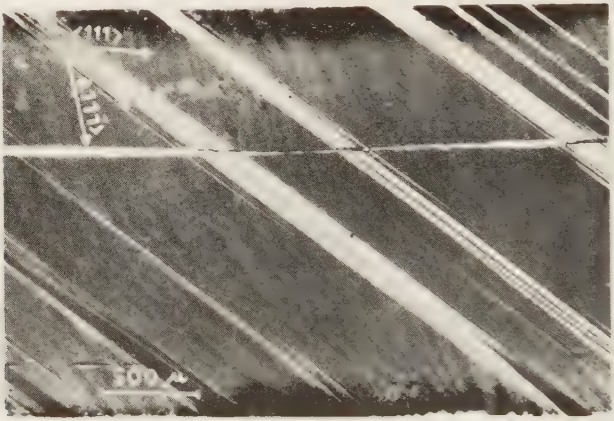
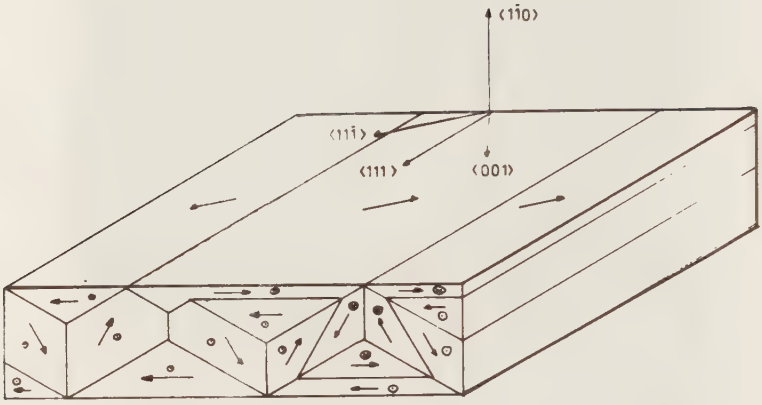


Abb. 36 Bereichsstruktur des ⟨111⟩ - Kristalls nach plastscher Verformung, $\tau = 0{,}63$ kp/mm^2, $H_i = 0$, $T = +75^\circ$C

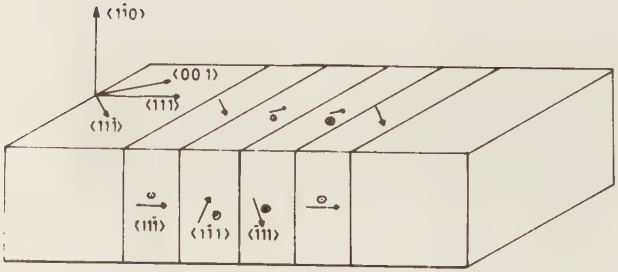
Abb. 37 Bereichsstruktur eines ⟨111⟩ - Kristalles nach plastischer Verformung, $\tau = 2{,}8$ kp/mm^2, $H_i = 0$, $T = +25^\circ$C

Abb. 38 Bereichsstruktur des ⟨111⟩ - Kristalls nach plastischer Verformung, τ = 2,8 kp/mm^2, T = 25°C, H_a = + 10 Oe

Abb. 39 Bereichsstruktur des ⟨111⟩ - Kristalls nach plastischer Verformung, τ = 2,8 kp/mm^2, T = 25°C, H_a = - 14 Oe



zyklische Struktur beim ⟨111⟩ Kristall



Plattenstruktur aus Querbereichen beim ⟨111⟩ Kristall

Abb. 40 Modelle für Bereichsstruktur mit dreizähliger Symmetrie

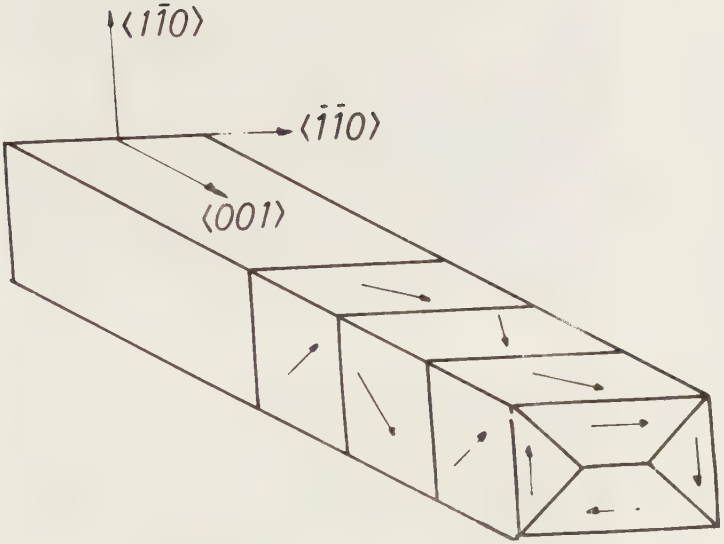


Abb. 41 Schematisches Modell der Bereichsstruktur des ⟨001⟩-
- Kristalls

Abb. 42 Bereichsstruktur des ⟨001⟩ - Kristalls beim Ummagnetisieren, T = 25° C, H_i = 0

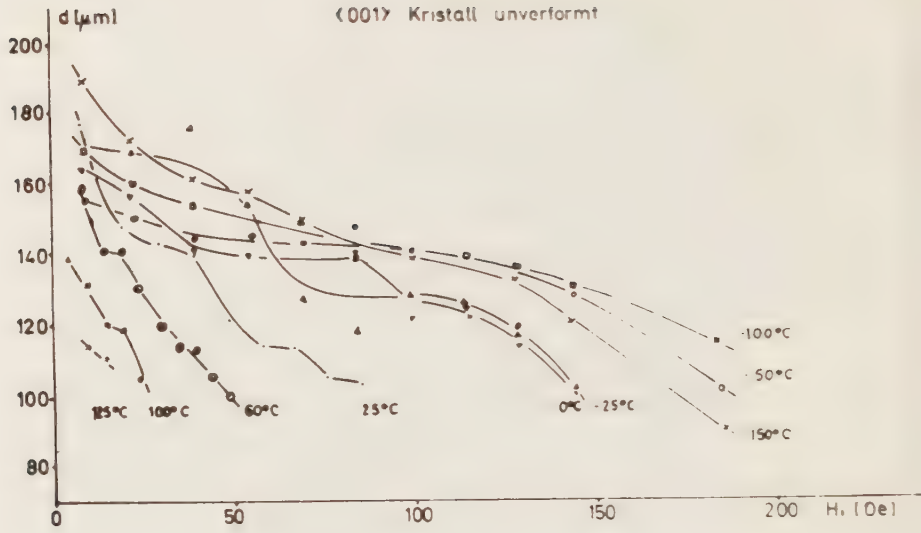


Abb. 43 d-(H_i)-Kurven beim⟨001⟩ Kristall unverformt

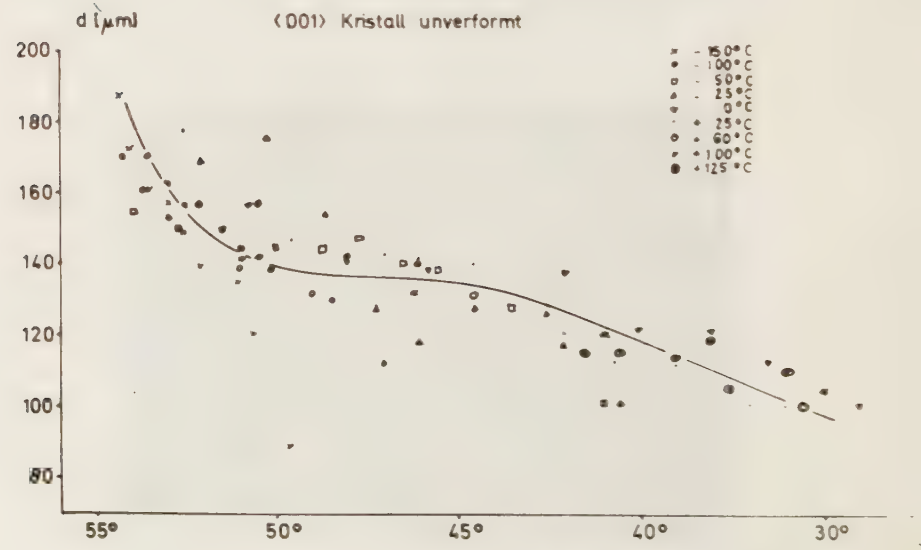


Abb. 44 d- φ Kurven beim ⟨001⟩ Kristall unverformt

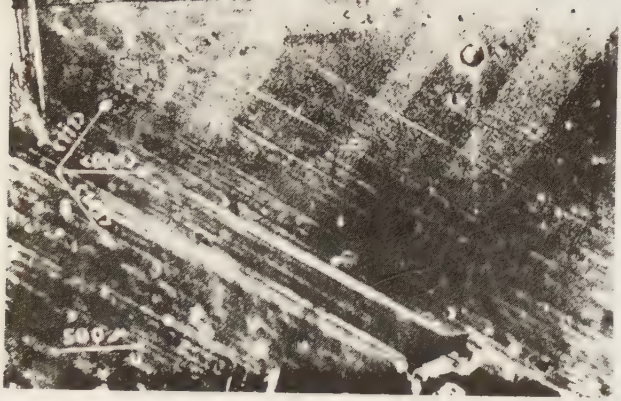


Abb. 45 "Schrägstreifen" beim verformten ⟨001⟩ - Kristall
τ = 0,82 kp/mm^2, T = - 150° C, H_i = 0

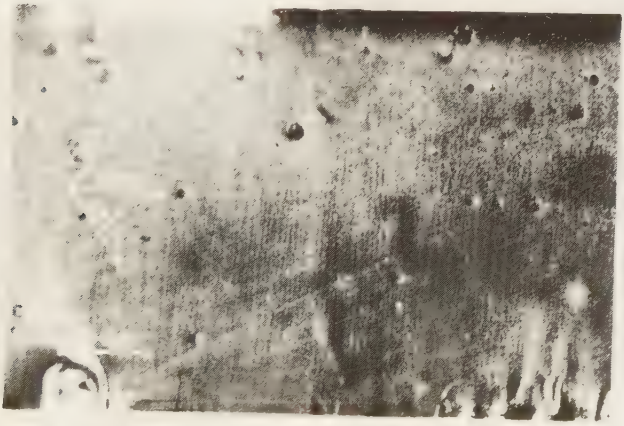


Abb. 46 Enge Platten eines verformten ⟨001⟩ - Kristalls
τ = 2,45 kp/mm^2, T = 25° C, H_i = 1 Oe

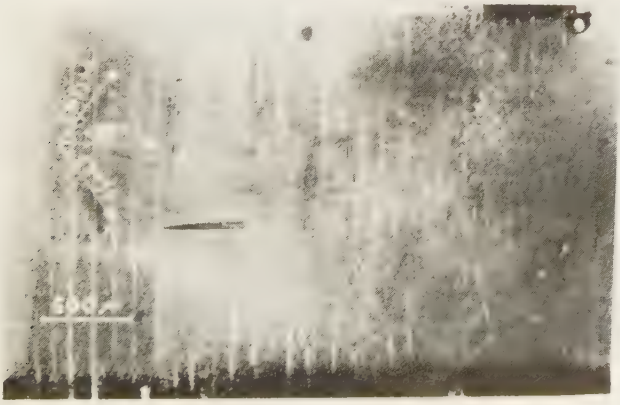
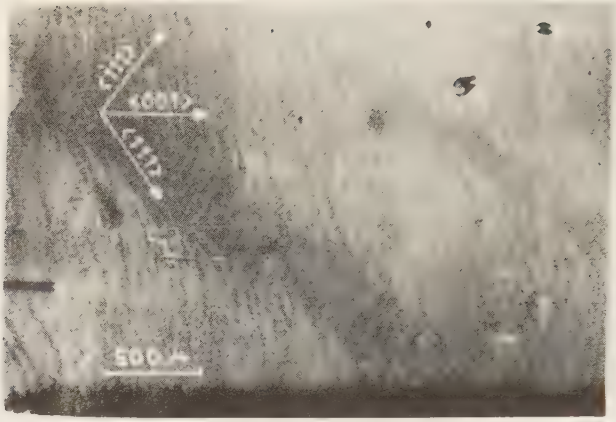
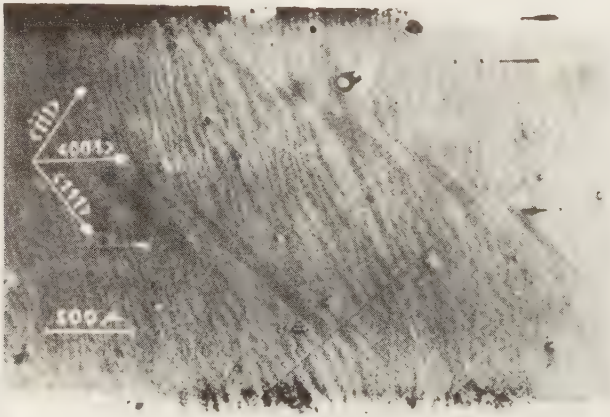


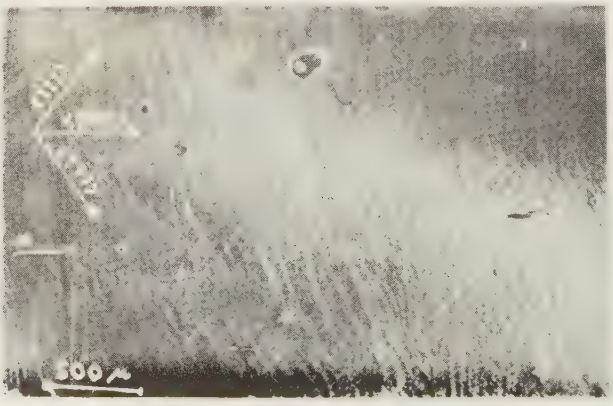
Abb. 47 Bereichsstruktur eines verformten 001 Kristalls an einer Stelle mit stark ausgeprägten Gleitbändern
H_i = 82 Oe, T = - 150° C τ = 2,04 kp/mm^2



a) H_a = + 8 Oe T = + 75° C τ = 2,04 kp/mm^2

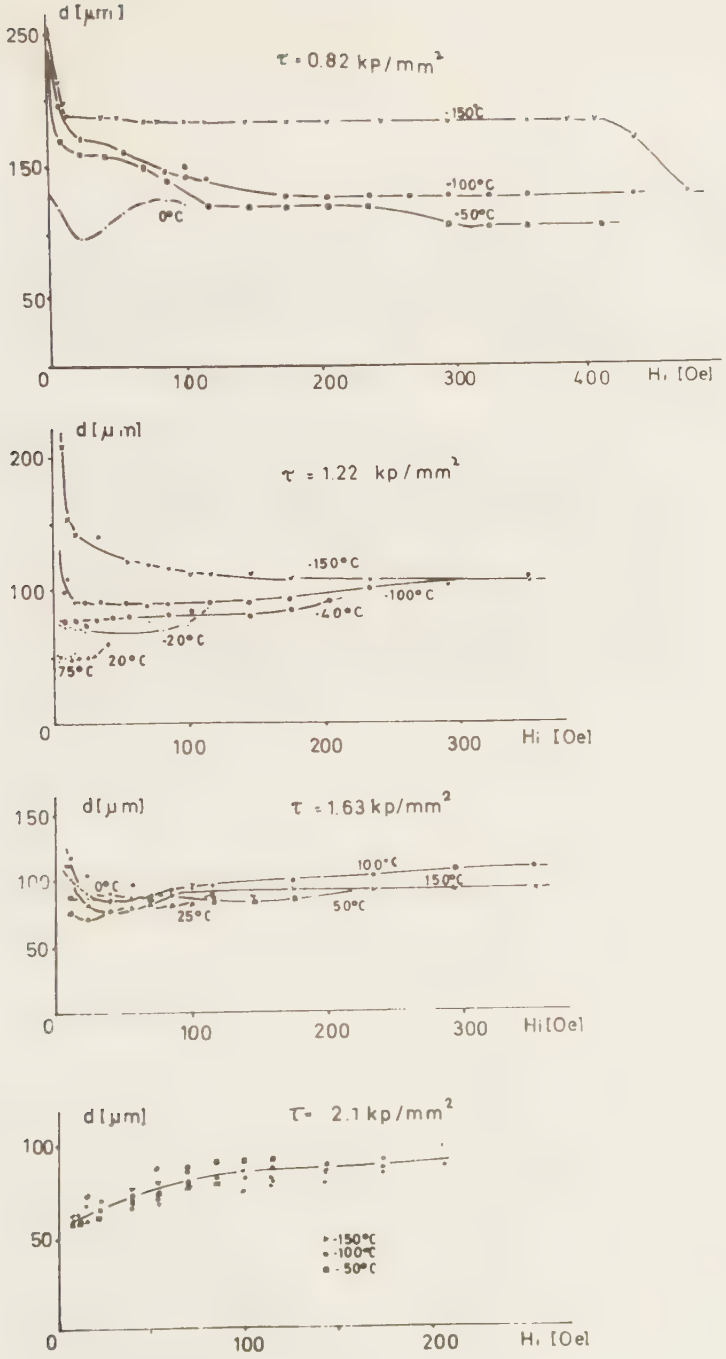


b) H_a = 0 Oe T = + 75° C τ = 2,04 kp/mm^2



c) H_a = - 12 Oe T = + 75° C τ = 2,04 kp/mm^2

Abb. 48 Bereichsstruktur eines verformten ⟨001⟩ - Kristalls an einer Stelle mit stark ausgeprägten Gleitbändern



(001) Kristall verformt

Abb. 49 d-(H_i)-Kurven des verformten ⟨001⟩ - Kristalles

Herrn Prof. Dr. W. Rollwagen danke ich für die Überlassung eines Arbeitsplatzes und förderndes Interesse.

Herrn Dr. D. Krause danke ich für die Anregung zu diesem Thema, sein stetes Interesse an dieser Arbeit und für viele wertvolle Ratschläge.

Der ferromagnetischen Arbeitsgruppe bin ich für viele Diskussionen und Hilfen zu Dank verpflichtet.

L e b e n s l a u f

Am 9. Juni 1937 wurde ich in Riga/Lettland geboren. Nach den Wirren des Krieges fand meine Familie in Neu-Isenburg bei Frankfurt/Main ein neues Zuhause. von 1948 - 1958 besuchte ich das humanistische H.v. Gagern Gymnasium in Frankfurt, an dem ich im März 1958 die Reifeprüfung ablegte.

Zum Sommersemester 1958 schrieb ich mich an der Universität Marburg für das Fach Physik ein. Mai 1960 legte ich dort die Vordiplomprüfung ab. Im Wintersemester 1960/61 wechselte ich zur Universität München, wo ich im Februar 1963 meine Diplomarbeit am II. Physikalischen Institut unter Anleitung von Prof. Dr. W. Rollwagen begann. Nach dem Diplomexamen Nov. 64 setzte ich meine Arbeiten mit dem Ziel der Promotion fort.

Druck: Fotodruck u. Verlag Leo Janikowski

8 M ü n c h e n

Amalienstraße 59
Gabelsbergerstraße 19